

SÉRIE A, N° 2454

N° D'ORDRE :
3326

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR PATRICE FECHNER

1^{re} THÈSE. — ÉTUDE SUR LE MAGNÉTRON A L'ÉTAT BLOQUÉ.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 25 janvier 1952 devant la Commission d'examen.

MM. ROCARD,	<i>Président.</i>
GRIVET,	} <i>Examineurs.</i>
THELLIER,	

PARIS

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-ÉDITEUR
LIBRAIRE DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE
Quai des Grands-Augustins, 55

1952

SÉRIE A, N° 2454

N° D'ORDRE :

3326

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR PATRICE FECHNER

1^{re} THÈSE. — ÉTUDE SUR LE MAGNÉTRON A L'ÉTAT BLOQUÉ.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 25 janvier 1952 devant la Commission d'examen.

MM. ROCARD,	<i>Président.</i>
GRIVET,	} <i>Examineurs.</i>
THELLIER,	

PARIS

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-ÉDITEUR

LIBRAIRE DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Quai des Grands-Augustins, 55

1952

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen..... A. CHATELET.

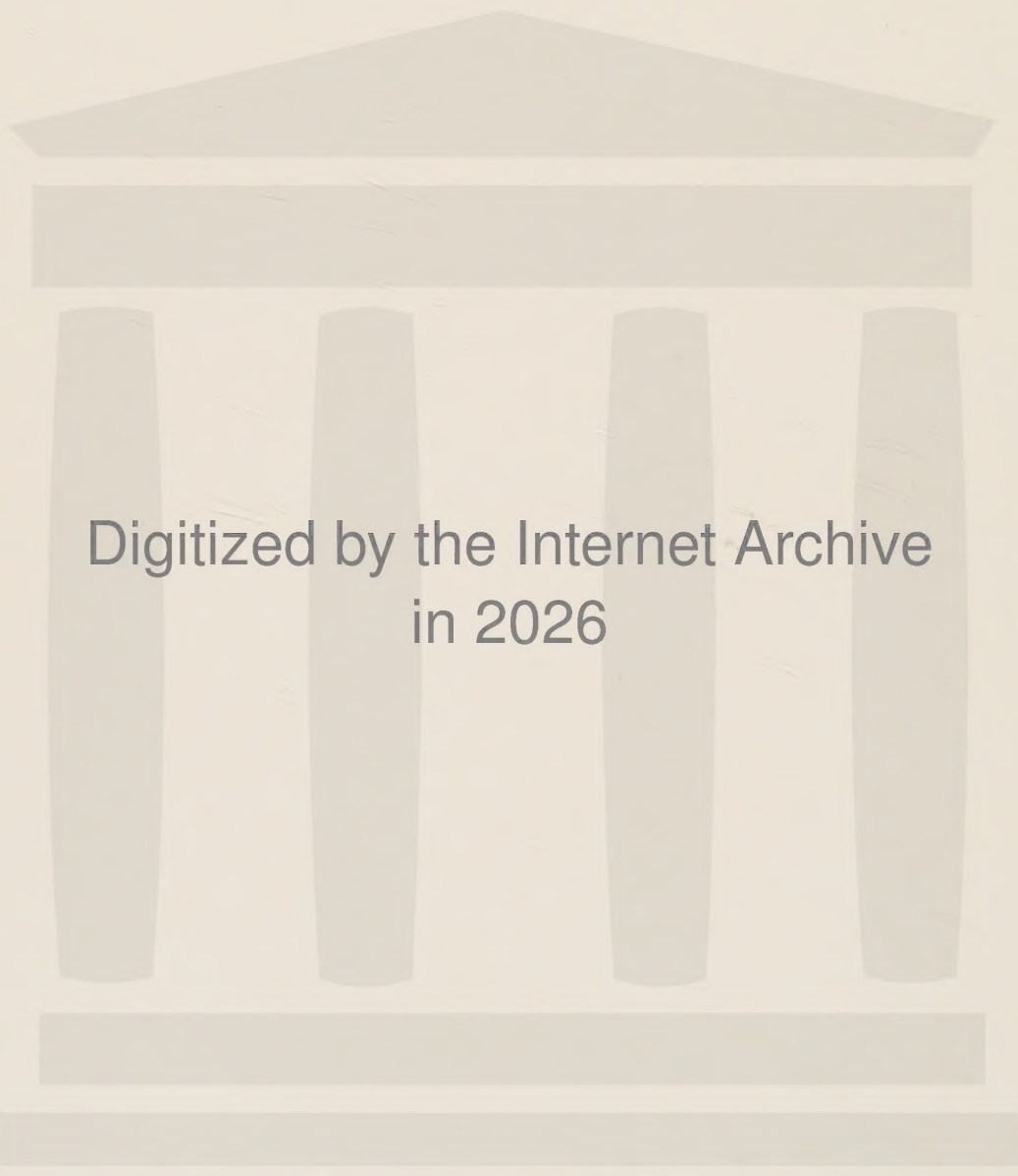
PROFESSEURS

G. JULIA.....	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	COULOMB.....	T	Physique du globe.
A. DENJOY.....	T	Théorie des Fonctions.	M ^{lle} COUSIN.....	T	Biologie animale (P. C. B.).
L. LUTAUD.....	T	Géographie physique et géologie dynamique.	CHRÉTIEN.....		Chimie (P. C. B.).
E. DARMOIS.....	T	Enseignement de Physique.	P. DRACH.....	T	Zoologie.
ROBERT LÉVY.....	T	Physiologie comparée.	KASTLER.....	T	Physique.
M ^{me} RAMART-LUCAS	T	Chimie organique.	CHATELET.....	T	Arithmétique et théorie des nombres.
FOCH.....	T	Mécanique physique et expérimentale.	EPHRUSSI.....	T	Génétique.
PAUTHENIER.....	T	Electrotechnique générale.	WURMSER.....	T	Biologie physico-chimique.
DE BROGLIE.....	T	Théories physiques.	BAUER.....	T	Chimie-Physique.
JOB.....	T	Chimie générale.	RIVIÈRE.....		Géologie (P. C. B.).
PRENANT.....	T	Anatomie et Histologie comparées.	GAUTHERET.....	T	Biologie végétale (P. C. B.).
COMBES.....	T	Physiologie végétale.	LUCAS.....		Physique.
GARNIER.....	T	Géométrie supérieure.	A. THOMAS.....	T	Évolution des êtres organisés.
PÉRÈS.....	T	Mécanique des fluides.	ARNULF.....		Optique appliquée.
LAUGIER.....	T	Physiologie générale.	MAX MORAND.....		Physique.
TOUSSAINT.....	T	Technique aéronautique.	SOLEILLET.....		Physique.
M. CURIE.....	T	Physique (P. C. B.).	FORTIER.....	T	Mécanique expérimentale des fluides.
G. RIBAUD.....	T	Hautes températures.	DANJON.....	T	Astronomie.
CHAZY.....	T	Mécanique analytique et Mécanique céleste.	FROMAGEOT.....	T	Chimie biologique.
GROZE.....	T	Physique théorique et Physique céleste.	LAPORTE.....	T	Physique générale et Radio-activité.
DUPONT.....	T	Théories chimiques.	JANET.....		Mathématiques générales.
VALIRON.....	T	Calcul différentiel et Calcul intégral.	PETIT.....	T	Biologie maritime.
BARRABÉ.....	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.	QUENEY.....	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.
VAVON.....	T	Analyse et mesures chimiques.	GALLIEN.....		Biologie animale (P. C. B.).
G. DARMOIS.....	T	Calcul des probabilités et Physique mathématique.	EICHHORN.....		Biologie végétale (P. C. B.).
JACQUES BOURCART.	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	DE CUGNAC.....		Biologie végétale (P. C. B.).
AUBEL.....	T	Chimie biologique.	M ^{lle} CAUCHOIS.....	T	Chimie-Physique.
M ^{me} JOLIOU-CURIE.	T	Physique générale et Radio-activité.	THELLIER.....		Physique du Globe.
PLANTEFOL.....	T	Botanique.	AUDUBERT.....		Electrochimie.
CABANNES.....	T	Recherches physiques.	L'HÉRITIER.....		Génétique.
GRASSÉ.....	T	Évolution des êtres organisés.	GRIVET.....	T	Radioélectricité.
PREVOST.....	T	Chimie organique.	PONCIN.....		Mécanique des Fluides.
BOULIGAND.....	T	Application de l'analyse à la Géométrie.	THIERY.....	T	Mécanique appliquée.
CHAUDRON.....	T	Chimie appliquée.	DUBREIL.....		Mathématiques générales.
WYART.....	T	Minéralogie.	QUELET.....		Chimie (P. C. B.).
TEISSIER.....	T	Zoologie.	CAGNIARD.....		Géophysique appliquée.
MANGENOT.....	T	Biologie végétale.	CHAMPETIER.....		Chimie appliquée.
P. AUGER.....	T	Physique quantique et relativité.	CUVILLIER.....		Géologie structurale et Géologie appliquée.
MONNIER.....		Physiologie générale.	JUNG.....		Pétrographie.
PIVETEAU.....	T	Géologie.	TRILLAT.....		Physique (P. C. B.).
ROCARD.....	T	Physique.	WIEMANN.....		Chimie (P. C. B.).
H. CARTAN.....	T	Mathématiques (E. N. S.).	LICHNEROWICZ.....		Mathématiques.
SCHAEFFER.....	T	Physiologie des fonctions.	JACQUINOT.....		Physique (P. C. B.).
LAFFITTE.....	T	Chimie générale.	VASSY.....		Physique de l'Atmosphère.
FAVARD.....	T	Calcul des probabilités et Physique-Mathématique.	DESTOUCHES.....		Théories physiques.
			PRUVOST.....	T	Géologie.
			AMIEL.....		Chimie (P. C. B.).
			HOCART.....		Minéralogie.
			MACHIEBOEUF.....		Microbiologie.
			J.-P. MATHIEU.....		Physique (P. C. B.).
			COUTEAUX.....		Biologie animale (P. C. B.).
			MAY.....		Biologie animale (P. C. B.).

Secrétaire..... CH. MONIER.



A MES PARENTS



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550412_0015

PREMIÈRE THÈSE

ÉTUDE SUR LE MAGNÉTRON A L'ÉTAT BLOQUÉ

SOMMAIRE. — On considère le cas du magnétron fonctionnant à l'état bloqué, c'est-à-dire que la valeur du champ magnétique continu est très supérieure à la valeur du champ de coupure. Les électrons de la charge d'espace ont, lorsqu'ils sont écartés de leur position d'équilibre, la possibilité d'osciller à une fréquence double de la fréquence de Larmor. Si l'on fait pénétrer une onde électromagnétique à l'intérieur de l'espace interélectrodes, les électrons qui y circulent vont alors être animés d'un mouvement oscillatoire de haute fréquence. L'amplitude de ce mouvement peut devenir très grande lorsque la fréquence d'oscillation des électrons devient égale à la fréquence de l'onde incidente; en effet, un phénomène de résonance électronique prend alors naissance.

Dans la première partie, l'auteur rappelle tout d'abord les différentes théories concernant la charge d'espace, du magnétron à l'état bloqué, notamment la théorie de M. L. Brillouin, qui conclut à une densité de charge d'espace sensiblement constante autour de la cathode jusqu'à un certain rayon critique, dont la valeur est celle donnée par la formule de Hull. La théorie de Page et Adam est également examinée; Elle conclut à une densité de charge d'espace qui devient infinie pour une certaine valeur du rayon égale encore à celle donnée par la formule de Hull.

La question de la répartition statique de la densité de la charge d'espace est ensuite traitée. La théorie montre que, lorsque l'on considère le cas des électrons émis avec des vitesses quelconques, obéissant aux lois de la statistique, la densité des électrons atteint une valeur maxima à une certaine distance de la cathode, qui dépend de la tension anodique. La structure de la charge d'espace est alors celle d'un anneau de très forte densité électronique, tournant autour de la cathode et formé par la presque totalité des électrons circulant dans l'espace interélectrodes. C'est là la conclusion fondamentale de la théorie.

L'auteur étudie dans la deuxième partie, les effets d'une onde électromagnétique de haute fréquence sur les électrons, en admettant alors la répartition statique de la charge d'espace qu'il avait définie dans la première partie. Le calcul montre que dans un magnétron multicavités il existe quatre fréquences possibles d'oscillation du nuage d'électrons pour lesquelles ceux-ci peuvent entrer en résonance avec une onde incidente. L'une de ces fréquences caractérise un phénomène de résonance de même nature que celui obtenu dans le cas du magnétron coaxial où l'oscillation électronique est produite par la composante radiale du champ électrique de haute fréquence. Les trois autres fréquences de résonance caractérisent des phénomènes provoqués par la composante tangentielle du champ électrique existant à l'embouchure des cavités. Le rôle fondamental joué par le champ tangentiel du magnétron multicavités est ainsi mis en évidence.

Les expériences réalisées ont permis de constater l'exactitude des formules obtenues. Le fait que ces expériences justifient la théorie dynamique exposée dans cette deuxième partie, peut aussi être interprété comme une vérification de l'étude statique relative à la répartition de la densité de la charge d'espace.

La méthode employée pour l'observation de la répartition des électrons dans l'espace interélectrodes du magnétron, présente l'avantage de permettre l'étude expérimentale de la charge d'espace sans la modifier statiquement.

Un magnétron est une lampe constituée par une anode et une cathode concentriques. Placée dans un champ magnétique parallèle à l'axe de la cathode, elle peut produire des oscillations de haute fréquence lorsque l'on crée entre ses électrodes, une différence de potentiel.

Actuellement, le magnétron est surtout connu dans la technique du radar, où il sert comme tube émetteur de grande puissance. On utilise des magnétrons multicavités dont les circuits ont un grand coefficient de surtension. La seule fonction envisagée tout d'abord pour le magnétron fut la la fonction oscillatrice.

Ce n'est qu'après la guerre que l'on commença les recherches dans le but d'utiliser d'une façon différente les propriétés de la charge d'espace des magnétrons. On sait qu'un électron, circulant sous l'action d'une force électrique radiale, et placé dans un champ magnétique perpendiculaire à son mouvement, peut lorsqu'il est écarté de sa position d'équilibre, osciller librement. Sa fréquence d'oscillation est alors le double de celle indiquée dans la théorie de Larmor et égale à

$$f = \frac{1}{2\pi} \frac{e}{m} H \quad (H \text{ et } e \text{ en u. e. m.}),$$

H représente l'intensité du champ magnétique, e la charge d'un électron et m sa masse.

Si l'on fait pénétrer dans le magnétron, une onde électromagnétique incidente, les électrons circulant dans l'espace interélectrodes décrivent autour de leur position d'équilibre des mouvements oscillatoires de haute fréquence. Lorsque pour une certaine valeur du champ magnétique la fréquence d'oscillation des électrons devient égale à la fréquence de l'onde incidente, les électrons de la charge d'espace entrent en résonance avec cette onde et prennent alors des mouvements de grande amplitude. On a ainsi été amené à considérer le magnétron non plus comme un générateur d'oscillations de haute fréquence, mais plutôt comme un organe récepteur. L'étude des propriétés du magnétron fonctionnant dans ces conditions, fait l'objet du présent exposé.

Pour une onde de fréquence déterminée, le champ magnétique ayant la valeur du champ de résonance, l'impédance en haute fréquence du magnétron varie notablement en fonction de la tension interélectrodes. Cette propriété peut être utilisée, lorsque l'on veut modifier sans inertie, le taux de transmission d'une onde guidée, l'obstacle d'impédance variable étant constitué par le magnétron et son système de couplage. C'est ainsi que fut conçue une fonction nouvelle du magnétron : la fonction modulatrice.

Ainsi les électrons, sous l'effet d'un champ électro-

magnétique incident, peuvent prendre des mouvements oscillatoires importants. Il en résulte qu'un certain nombre d'électrons qui normalement auraient atteint l'anode, sont accélérés et rejetés vers la cathode. Le débit anodique du magnétron subit donc des variations dépendant de l'amplitude de l'onde incidente, le tube fonctionne alors en détecteur d'onde; la tension détectée peut être obtenue aux bornes d'une impédance intercalée dans le circuit anodique. En considérant le magnétron de ce point de vue, on utilise une autre fonction de cette lampe : la fonction détectrice.

Notre but dans la présente étude, est de trouver la répartition de la charge d'espace du magnétron à l'état bloqué, puis en analysant les phénomènes de résonance qui prennent naissance lorsqu'une onde électromagnétique incidente pénètre dans le magnétron, nous pouvons vérifier les résultats théoriques obtenus pour la répartition de la densité des électrons dans l'espace interélectrodes. Nous étudierons ces phénomènes en utilisant le magnétron comme organe détecteur d'onde. Remarquons que pour interpréter du point de vue théorique les phénomènes qui prennent naissance lors de l'interaction entre l'onde de haute fréquence et les électrons circulant autour de la cathode du magnétron, il convient de connaître déjà la répartition de la charge d'espace avant l'admission de cette onde dans la lampe.

Nous rappellerons tout d'abord dans une introduction, les théories du magnétron à l'état bloqué et les expériences faites pour déterminer la variation de la densité de charge d'espace, en fonction de la distance de la cathode.

Nous considérerons ensuite dans une première partie de cette étude, un magnétron placé dans un champ magnétique continu, et dont l'anode est portée à un certain potentiel positif par rapport à la cathode. Nous étudierons la répartition de la charge d'espace qui existe à l'intérieur du tube lorsque celui-ci n'oscille pas. Nous considérerons d'ailleurs toujours le cas du magnétron bloqué, c'est-à-dire d'un magnétron dans lequel la valeur du champ magnétique continu est très supérieure à la valeur du champ de *cut-off*. Comme dans cette étude de la répartition statique de la charge d'espace, nous supposons qu'aucune onde électromagnétique de haute fréquence n'est émise ou reçue par le magnétron, nous pourrions donc considérer celui-ci comme constitué par deux cylindres concentriques entre lesquels on crée une différence de potentiel.

Dans une seconde partie, nous adopterons pour hypothèse de base les conclusions précédemment

obtenues et nous calculerons les valeurs du champ magnétique pour lesquelles ont lieu les résonances entre la pulsation de l'onde incidente et la pulsation propre de la vibration de la charge d'espace. Comme nous le montrerons dans le cas d'un magnétron multicavités, il existe plusieurs valeurs de résonance du champ magnétique, qui dépendent du mode d'oscillation des cavités anodiques du magnétron. Nous donnerons les variations des valeurs de ces champs magnétiques en fonction de la tension appliquée entre les électrodes du tube, en fonction des diamètres respectifs de l'anode et de la cathode, et aussi en fonction de la fréquence de l'onde incidente. Nous décrirons ensuite les expériences qui ont permis de vérifier les résultats théoriques relatifs aux fréquences d'oscillation de la charge d'espace et à la répartition de la densité des électrons circulant dans l'espace interélectrodes.

INTRODUCTION.

Rappel des théories et des expériences concernant le magnétron à l'état bloqué.

A notre connaissance, peu d'auteurs ont étudié les fréquences de résonance d'un magnétron à plusieurs cavités, lorsqu'une onde de haute fréquence peut se propager à l'intérieur de la lampe. En effet, comme nous l'avons précédemment indiqué, on a généralement considéré le magnétron du point de vue d'un producteur d'onde de haute fréquence et rarement comme un organe récepteur. Par contre certains chercheurs ont étudié les répartitions de la charge d'espace et du potentiel à l'état statique à l'intérieur de la lampe, car la connaissance de la structure électronique du magnétron à l'état bloqué est nécessaire pour comprendre le démarrage des oscillations de haute fréquence et le fonctionnement général du tube lorsqu'on veut l'utiliser comme source d'émission. Ainsi, avant de commencer l'exposé de cette étude théorique nous rappellerons les travaux et les résultats obtenus par ceux qui ont étudié le problème de la répartition de la charge d'espace et du potentiel d'un magnétron cylindrique qui n'oscille pas.

Les théories sur le magnétron s'explicitent de deux façons différentes : on peut étudier les mouvements des électrons soit du point de vue cinématique, soit du point de vue statistique; dans le premier cas, on étudie la trajectoire d'un seul électron et l'on calcule la répartition de la charge d'espace en supposant que tous les électrons ont des trajectoires analogues; on néglige notamment l'effet de

répulsion électrostatique dû aux forces de Coulomb; dans le second cas au contraire, cet effet est considéré comme étant prépondérant et l'on considère non une trajectoire en particulier, mais l'ensemble des trajectoires de tous les électrons.

Dans tout cet exposé, les unités sont celles de Gauss, c'est-à-dire que les équations sont écrites en exprimant les champs électriques en unités électrostatiques ainsi que les charges et les courants, tandis que les champs magnétiques sont exprimés en unités électromagnétiques. La constante c est le rapport de l'unité électromagnétique de charge électrique à l'unité électrostatique.

Considérons donc un magnétron constitué par deux cylindres concentriques; soit r_a le rayon du cylindre extérieur qui joue le rôle d'anode et r_c celui du cylindre intérieur cathodique, soit V_a la différence de potentiel de l'anode par rapport à la cathode qui est à un potentiel nul, soit V le potentiel en un point quelconque et soit H le champ magnétique, parallèle à l'axe des cylindres. Aucune force n'agissant sur les électrons dans le sens longitudinal, leurs trajectoires sont donc situées dans un plan de section droite.

En coordonnées polaires r et θ , les équations du mouvement d'un électron sont :

$$(1) \quad r'' - r\theta'^2 (\theta' - \omega_H) = \alpha E$$

$$(2) \quad r\theta'' + r' (2\theta' - \omega_H) = 0,$$

les dérivées étant prises par rapport au temps t . Dans ces formules

$$E = - \frac{dV}{dr}$$

est le champ électrique radial;

$$\alpha = \frac{e}{m} = -5,3 \cdot 10^{17} \text{ u. e. s.,}$$

représente le rapport de la charge négative e d'un électron à sa masse m .

$$\omega_H = - \frac{1}{c} \frac{eH}{m}$$

est une grandeur positive. L'intégration de l'équation (2) donne la vitesse angulaire θ' en fonction du rayon r :

$$(3) \quad \theta' = \frac{\omega_H}{2} \left[1 - \frac{r_c^2}{r^2} \right].$$

Dans une première hypothèse très simplificatrice, le champ électrique E , lorsqu'on néglige la charge d'espace ($\Delta V = 0$) est donné en fonction de r par l'expression

$$(4) \quad E = \frac{-V_a}{r \log \frac{r_a}{r_c}}$$

Ces équations permettent de trouver une trajectoire possible des électrons lorsque l'on néglige la charge d'espace; cette trajectoire a la forme d'une cardioïde (fig. 1).

Pour certaines valeurs du potentiel anodique V_a

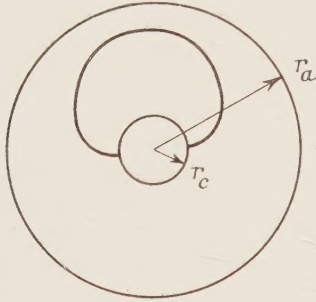


Fig. 1.

et du champ magnétique H les électrons atteignent l'anode.

La valeur de la tension V_a pour laquelle les trajectoires des électrons sont tangentes à l'anode, le champ magnétique restant constant, est donné par la relation

$$(5) \quad V_{ac} = -\frac{e}{8mc^2} \frac{H^2}{r_a^2} \left[1 - \frac{r_c^2}{r_a^2} \right]^2,$$

V_{ac} est appelé potentiel de *cut off*.

L'équation (5) fut donnée d'abord par Hull.

Cette relation joue un rôle très important dans les calculs relatifs au magnétron car elle est vérifiée que la charge d'espace soit présente ou non. En effet, elle est indépendante de la distribution de potentiel entre l'anode et la cathode puisqu'elle est obtenue à partir de l'équation des forces vives

$$(6) \quad \frac{1}{2} m (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\theta}^2) = -eV$$

dans laquelle on suppose la vitesse radiale des électrons nulle lorsque leurs trajectoires sont tangentes à la surface anodique. Il résulte donc de cette remarque que l'équation (5) restera vraie dans toutes les théories, quelles que soient les hypothèses relatives à la distribution de la charge d'espace et du potentiel à l'intérieur de l'espace interélectrodes. Lorsque l'on ne néglige plus la charge d'espace, la distribution de potentiel à l'intérieur de la lampe est profondément modifiée.

Si nous appelons I le courant par unité de longueur du filament on a

$$(7) \quad I = 2\pi r r',$$

ρ étant une quantité négative représentant la densité

de charge d'espace, déterminée à partir du potentiel par l'équation de Poisson :

$$(8) \quad \Delta V = -4\pi\rho.$$

Pour un potentiel anodique inférieur au potentiel critique, il existe une surface cylindrique de l'espace interélectrodes située à la distance $r = r_1$ où la vitesse radiale des électrons s'annule, ceux-ci retournant vers la cathode. La longueur r_1 et le potentiel V_1 sur cette surface sont liés par la relation

$$(9) \quad -\frac{2e}{m} V_1 = \frac{\omega_H^2}{4} r_1^2 \left(1 - \frac{r_c^2}{r_1^2} \right)^2$$

obtenue à partir de l'équation (6) dans laquelle on fait $r' = 0$.

M. L. Brillouin fait l'hypothèse simplificatrice qu'en régime permanent $I = 0$ avec la condition à la limite

$$\left(\frac{\partial V}{\partial r} \right)_{r=r_c} = 0.$$

La cathode n'est pas saturée, le courant d'émission étant limité par la charge d'espace.

Il résulte de cette hypothèse que M. Brillouin obtient pour la densité de charge d'espace en fonction de r la formule suivante :

$$(10) \quad \rho = \frac{m}{8\pi e} \omega_H^2 \left(1 + \frac{r_c^2}{r^2} \right).$$

Cette densité de charge d'espace est sensiblement

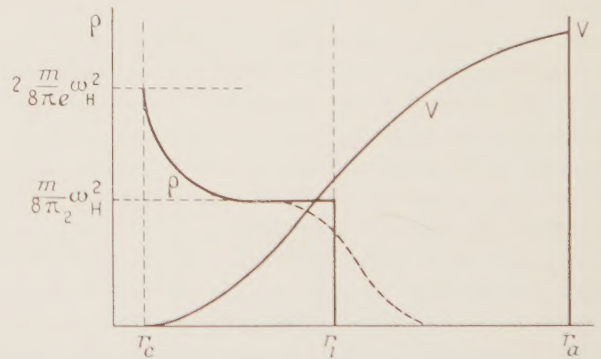


Fig. 2.

constante en fonction de la distance à la cathode, le terme en $\left(\frac{r_c}{r}\right)^2$ devenant rapidement négligeable dès que r augmente. La charge d'espace cesse brusquement pour $r = r_1$, r_1 dépendant du potentiel anodique.

Le potentiel V en fonction de la distance r est donné par l'équation (9) pour $r_c < r < r_1$. Pour $r_1 < r < r_a$ le potentiel V varie comme le

logarithme de r . La figure 2 représente les variations de φ et de V en fonction de r . Les courbes en trait plein sont relatives au cas d'un potentiel anodique inférieur au potentiel critique.

Le fait que la charge d'espace est sensiblement constante en fonction de r , jusqu'à une certaine valeur $r = r_1$ est la conclusion la plus importante de la théorie de M. Brillouin relative au magnétron à l'état bloqué. Dans cette théorie les électrons décrivent des trajectoires circulaires centrées sur la cathode. Ils sont rassemblés en un nuage de forme cylindrique qui tourne autour de la cathode comme un rotor massif par rapport à un stator.

Tous ces résultats se retrouvent à partir de l'équation

$$(11) \quad r r'' + \frac{\omega_H^2}{4} r^2 \left(1 - \frac{r_0^2}{r^2} \right) = \frac{2e}{m} \int_0^r I dr.$$

C'est l'équation classique dans le cas général du mouvement d'un électron. Le cas de M. Brillouin est obtenu en cherchant une solution de cette équation dans laquelle $r'' = 0$ et I est une constante.

L'état électronique indiqué par M. Brillouin a été appelé *état S* (Single stream state) signifiant par là qu'il n'existe qu'un seul faisceau d'électrons.

Un autre état concevable est celui où les électrons retournent à la cathode suivant une trajectoire symétrique de celle qu'ils décrivent au départ. Cet état a été appelé *état D* (Double stream state).

M. Gutton dans une Note non oubliée, puis plus récemment, MM. Page et Adams en Amérique, à partir de l'équation (11) obtiennent un état électronique du type D. Ces derniers utilisent deux développements en série, l'un valable près de la cathode, l'autre plus loin. Ils obtiennent une répartition de la charge d'espace telle qu'elle devient infinie au voisinage immédiat de la cathode et à la distance $r = r_1$ où les électrons retournent à celle-ci (fig. 3). Le nuage d'électrons existant dans l'espace interélectrodes prend alors la forme d'un double anneau.

MM. Page et Adams admettent que l'équation (11) fournit une solution $r = f(t)$ valable jusqu'au premier zéro de r' ; à partir de ce moment, l'électron retombe sur la cathode, suivant une trajectoire symétrique de celle qu'il a décrite dans la première partie de son mouvement.

Ces deux théories représentent assez nettement les deux types d'explications que l'on a donné du fonctionnement statique du magnétron à l'état bloqué, lorsque l'on considère les mouvements des électrons du point de vue cinétique.

MM. Allis, Hartrée et Brillouin, reprenant cette théorie ont montré qu'il pouvait exister un état S ou un état D, suivant la dimension du nuage d'élec-

trons, certaines conditions devant être respectées, concernant les dimensions relatives de l'anode et de la cathode. Ils ont étudié aussi la stabilité de ces états, mais jusqu'à présent il n'a pas été possible de vérifier expérimentalement d'une façon certaine l'existence de l'un ou l'autre de ces états.

Les courbes de la répartition de la charge d'espace en fonction de la distance r données par la figure 2 sont des courbes purement théoriques; il semblerait en effet d'après elle qu'aucun électron n'atteigne l'anode, la densité de charge d'espace subissant une discontinuité pour une certaine valeur de r . En réalité on vérifie expérimentalement que, même pour des valeurs du champ magnétique 10 ou 20 fois plus grandes que la valeur du champ

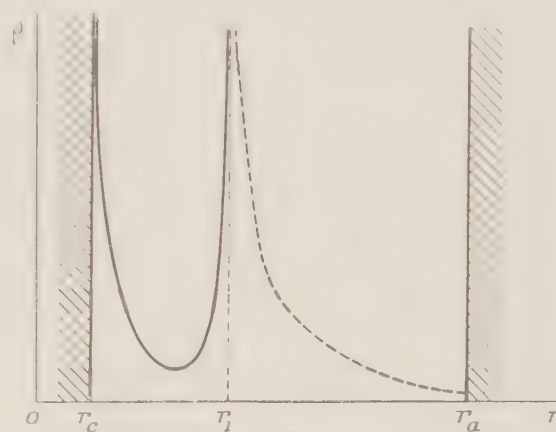


Fig. 2.

critique, il existe toujours un courant anodique qui devient très faible mais ne s'annule jamais totalement. Il en résulte que la répartition de la charge d'espace conforme à chacune de ces théories doit être celle indiquée par les courbes en traits discontinus.

Dans une autre théorie M. Døhler a considéré le magnétron du point de vue statistique, assimilant le nuage d'électrons existant dans l'espace interélectrodes à un gaz parfait.

M. Døhler montre que le potentiel à l'intérieur du tube est donné par l'expression :

$$(12) \quad V = V_0 \left(1 - \frac{r^2}{r_a^2} \right)^{\frac{1}{2}}$$

μ devant être inférieur à 2 pour que les électrons quittent la cathode. En réalité μ est voisin de 2 et il en résulte d'après l'équation de Poisson que la densité de charge φ est sensiblement constante dans tout l'espace compris entre l'anode et la cathode et indépendante du champ magnétique, c'est là la conclusion fondamentale de cette théorie.

M. Engbert a vérifié la répartition du potentiel donné par la formule (12), en introduisant dans l'espace interélectrodes une sonde métallique dont il pouvait mesurer le potentiel. Cependant cette expérience dans laquelle on introduit à l'intérieur de l'espace interélectrodes une tige en métal nous semble critiquable du fait que l'organe auxiliaire ainsi ajouté se charge et modifie la répartition de la charge d'espace et du potentiel, principalement à l'endroit où il se trouve, c'est-à-dire précisément là où l'on fait les mesures de vérification de la théorie.

De même MM. Millmann et Serby, plaçant à l'intérieur d'un magnétron une grille concentrique à l'anode et à la cathode, ont montré l'existence d'un état D en mesurant le courant capté par la grille auxiliaire. Mais ici aussi il est difficile de savoir

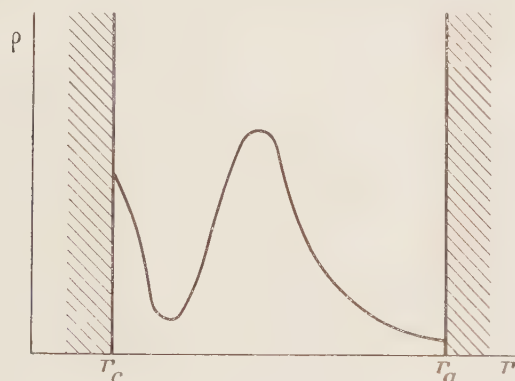


Fig. 4.

jusqu'à quel point la répartition de la charge d'espace était modifiée par l'adjonction de cette grille.

M. Kilgore a photographié des trajectoires d'électrons ayant la forme de cardioïde, en introduisant à l'intérieur du tube un gaz ionisé par le passage des électrons. Il faut cependant noter que la répartition de la charge d'espace fut certainement profondément modifiée par la présence de ce gaz.

Récemment, en Amérique, M. Reverdin, photographia la structure électronique de la charge d'espace d'un magnétron bloqué, en utilisant une méthode d'optique électronique. Il envoie dans l'axe du magnétron un faisceau d'électrons dont il peut mesurer les déviations lorsque ceux-ci sont détournés de leur trajectoire rectiligne par la présence de charges électriques. Les photographies obtenues sur un écran fluorescent montrent nettement l'existence d'un anneau d'électrons concentrique à la cathode qui apparaît en formant une tache brillante. M. Reverdin a remarqué que le centrage de la cathode par rapport à l'anode et au champ magnétique jouait un rôle important, la répartition

de la densité de charge perdant la forme d'anneau lorsque le centrage n'était plus rigoureux.

Cette dernière expérience semble donc être en faveur d'une répartition de charge d'espace dont la variation de la densité en fonction du rayon r est donnée par une courbe analogue à la courbe en traits discontinus de la figure 3. Cette courbe est reproduite sur la figure 4.

Nous avons indiqué sommairement les conclusions relatives à la distribution de la charge d'espace d'un magnétron à l'état bloqué, données par les principales théories existant actuellement.

Jusqu'à présent nous n'avons pas encore considéré les vibrations propres de la charge d'espace. Ce sujet particulier a été beaucoup moins étudié que le précédent. M. L. Brillouin a montré qu'une couche cylindrique comprise entre les distances r et $r + dr$ possède une fréquence propre d'oscillation

$$\omega = \frac{\omega_H}{\sqrt{2}} \sqrt{1 - \frac{r}{r_a}}$$

Ainsi dans la théorie de M. Brillouin, un nuage d'électrons s'étendant jusqu'à la distance r a un spectre de fréquences d'oscillation comprises entre les fréquences extrêmes

$$\omega = \omega_H \quad \text{et} \quad \omega = \frac{\omega_H}{\sqrt{2}} \sqrt{1 - \frac{r}{r_a}}$$

Si le potentiel anodique augmente jusqu'à devenir égal au potentiel critique, la dernière fréquence devient égale à

$$\omega = \frac{\omega_H}{\sqrt{2}} \sqrt{1 - \frac{r}{r_a}}$$

Les électrons des couches périphériques du nuage ayant une énergie cinétique plus grande que ceux situés aux environs immédiats de la cathode, il en résulte qu'il doit exister dans le spectre une fréquence d'oscillation prédominante qui est voisine de

$$\omega = \frac{\omega_H}{\sqrt{2}} \sqrt{1 - \frac{r}{r_a}}$$

MM. Blewett et Ramo ont étudié eux aussi ce problème et ont trouvé que le nuage d'électrons se comporte comme un milieu de constante diélectrique ε variable donnée par l'expression

$$\varepsilon = 1 + \frac{\omega_H^2}{\omega(\omega - \omega_0)}$$

ω étant la fréquence obtenue par M. Brillouin. Partant de ces résultats M. L. Brillouin a calculé l'impédance interne par unité de longueur d'un magné-

tron lorsque des oscillations de haute fréquence sont appliquées à l'anode. Il a trouvé

$$(15) \quad Z = \frac{i}{\varepsilon_0 \omega_H^2} \left(\frac{\omega}{\omega_H} - \frac{1}{2} \log \frac{r_a}{r_c} \right),$$

Z est infinie à la résonance, c'est-à-dire lorsque

$$\omega = \omega_H.$$

En réalité, un calcul plus approfondi montre que pour une tension anodique déterminée, la fréquence de résonance est comprise entre les valeurs extrêmes

$$\omega_H \sqrt{\frac{r_a}{r_c}} \text{ et } \omega_H \sqrt{\frac{r_c}{r_a}}.$$

Ces résultats ont été obtenus en considérant un type d'oscillations caractérisé par sa symétrie cylindrique; c'est-à-dire qu'il n'y avait aucune dépendance relativement à l'angle θ ; le mode d'oscillation considéré étant le mode $n = 0$.

Il en est autrement dans un magnétron à cavités, où le bloc anodique impose des oscillations de mode plus élevé s'étendant de $n = 0$ à $n = \frac{N}{2}$, N étant le nombre de cavités.

La charge d'espace d'un magnétron dont le mode est n , pour chaque mode de vibration, possède deux fréquences propres ω_1 et ω_2 . Une des fréquences ω_1 correspond à une rotation du nuage électronique dans la direction de propagation de la vibration, l'autre fréquence propre ω_2 , comptée négativement indique une rotation du nuage dans son ensemble dans une direction opposée à celle de la propagation de la vibration; la vitesse angulaire est alors différente de celle correspondant à la première fréquence propre. M. L. Brillouin trouve que les valeurs de ces deux fréquences propres sont les deux racines de l'équation

$$(16) \quad \omega (2\omega - n\omega_H) - \omega_H^2 = 0$$

c'est-à-dire

$$\omega_H = \frac{n}{4} \pm \frac{1}{2} \sqrt{\frac{n^2}{4} + 2}.$$

Les courants radial et tangentiel ont été calculés et possèdent les fréquences de résonance précédentes; ils deviennent nuls à la résonance, l'impédance du magnétron devenant infinie.

MM. Philips et Lamb ont étudié aussi la fréquence de résonance de la charge d'espace lorsqu'une onde de pulsation pénètre dans l'espace interélectrodes; ils ont trouvé une seule valeur du champ magnétique de résonance lorsque $\omega_H = \omega$.

PREMIÈRE PARTIE.

ÉTUDE DE LA RÉPARTITION DE LA CHARGE D'ESPACE DU MAGNÉTRON À L'ÉTAT BLOQUÉ.

Généralités.

Nous allons étudier maintenant la variation de la densité de la charge d'espace dans un magnétron à l'état bloqué. Nous ne considérerons dans ce chapitre que les phénomènes statiques; c'est-à-dire que nous supposons qu'aucune oscillation de haute fréquence ne prend naissance sous l'action de la tension appliquée à l'anode du magnétron et qu'aucune onde incidente ne pénètre à l'intérieur de l'espace

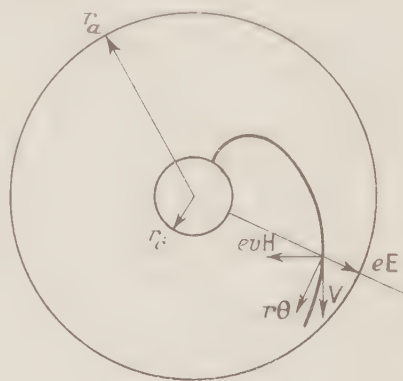


Fig. 5.

interélectrodes. Nous pouvons donc dans ces conditions, considérer le cas du magnétron coaxial constitué par deux cylindres concentriques indéfinis, jouant le rôle d'anode et de cathode. Tous les phénomènes sont indépendants de la longueur du magnétron; ils sont de révolution autour de l'axe du tube, puisque nous nous limitons actuellement à un problème statique. Les résultats obtenus seront d'ailleurs encore valables dans un magnétron multicavités, à condition que le champ électrostatique ne soit pas fortement déformé par la modification de la structure anodique dans tout l'espace où circulent les électrons.

Dans toute cette étude, nous ne considérerons que le cas des magnétrons à cathode à oxyde, à chauffage indirect; le diamètre de la cathode n'est alors pas négligeable devant celui de l'anode. Pour donner un ordre de grandeur, les magnétrons utilisés pour les expériences ont des électrodes de diamètres respectifs de 16 et de 8 mm.

Lorsque le magnétron est placé dans un champ magnétique parallèle à l'axe de la cathode, et qu'une tension V_a est appliquée entre ses électrodes, la

cathode chauffée, émet des électrons qui sont soumis à deux forces : l'une électrique radiale, égale à eE dirigée vers l'anode, E étant le champ électrique tel que $\vec{E} = -\text{grad } V$, e la charge négative d'un électron, l'autre magnétique perpendiculaire au vecteur vitesse v de l'électron et égale à evH (fig. 5).

Lorsque les électrons quittent la cathode ils se dirigent d'abord radialement et acquièrent une vitesse élevée sous l'effet de la force électrique; la force magnétique qui croît proportionnellement à la vitesse agit alors sur les électrons qui décrivent de ce fait une trajectoire de plus en plus incurvée vers la cathode à mesure que leur vitesse augmente. Il s'ensuit que le mouvement des électrons, d'abord radial, devient alors tangentiel. Dans l'étude que nous nous proposons de faire, nous considérerons ces deux cas successivement : d'abord le mouvement radial lorsque les électrons quittent la cathode, puis le mouvement tangentiel qui prend ensuite naissance.

CHAPITRE I.

THÉORÈMES GÉNÉRAUX.

a. Théorème de conservation de l'électricité.

Considérons la loi générale exprimant la conservation de l'électricité, elle s'écrit

$$(1 a) \quad \text{div } \vec{i} + \frac{d\rho}{dt} = 0,$$

où la densité de courant $\vec{i}$ est définie par l'équation

$$\vec{i} = \rho \vec{v}.$$

Dans le cas qui nous intéresse

$$\frac{d\rho}{dt} = 0,$$

car tous les phénomènes considérés sont seulement statiques; en un point donné de l'espace interélectrodes, la densité de charge ne varie pas en fonction du temps, lorsque l'état électronique, déterminé par la tension anodique V_a et le champ magnétique H est établi, puisque nous ne nous intéressons pas aux phénomènes transitoires résultant de l'établissement ou de la coupure de la tension anodique.

Il résulte de cette remarque que l'équation (1) s'écrit

$$(1 b) \quad \text{div } \vec{i} = \frac{di_r}{dr} + \frac{i_r}{r} + \frac{1}{r} \frac{di_\theta}{d\theta} = 0$$

Dans la première partie du mouvement, lorsque les

électrons ont quitté la cathode, le courant électronique par raison de symétrie est indépendant de θ , le terme en $\frac{di_\theta}{d\theta}$ est donc nul et l'équation (1 b) s'écrit

$$(1 c) \quad \frac{di_r}{dr} + \frac{i_r}{r} = 0,$$

soit

$$(2 a) \quad i_r = \text{const.} \cdot r^{-1} i_r,$$

en appelant i_{r0} la densité de courant sur la cathode.

Soit I_{r0} , le courant émis à ce niveau par unité de longueur de la cathode, on a

$$I_{r0} = 2\pi r_0 i_{r0}$$

l'équation (2 a) s'écrit donc en tenant compte du fait que $i_r = \rho r'$:

$$(2 b) \quad \rho = \frac{I_{r0}}{2\pi r^2} = \frac{I_{r0}}{4\pi r^2}.$$

Au contraire, lorsque la force magnétique devient plus importante du fait de l'augmentation de la vitesse des électrons, ceux-ci suivent une trajectoire sensiblement perpendiculaire à la direction du rayon vecteur r , la composante i_r devient très petite vis-à-vis de la composante i_θ ; l'équation (1 b) s'écrit alors

$$(3 a) \quad \frac{di_\theta}{d\theta} = 0,$$

soit

$$(3 b) \quad i_\theta = \text{const.},$$

i_θ représente le courant par unité de longueur dr , dû aux électrons animés d'un mouvement tangentiel, on a $i_\theta = \rho v$ avec $v = r\theta'$; l'équation (3 a) s'écrit donc

$$(3 c) \quad \varepsilon r\theta' = i_\theta,$$

La constante i_θ se relie facilement à la constante $i_{\theta0}$, soit en effet I_θ le courant circulant dans une couche d'électrons d'épaisseur ε , on a

$$I_\theta = \int_{-\varepsilon/2}^{+\varepsilon/2} i_\theta dr.$$

Tous les électrons de cette couche provenant de la cathode où ils fournissaient le courant I_{r0} , on a donc

$$(4) \quad I_\theta = I_{r0}, \quad \text{d'où} \quad \varepsilon i_\theta = 2\pi r_0 i_{r0},$$

avec

b. Équations du mouvement d'un électron.

Écrivons maintenant les équations de base du mouvement d'un électron en y introduisant la

notion de charge d'espace, puis nous déterminerons la fonction $\varphi = f(r)$.

Les équations des forces s'exerçant sur un électron sont

$$(5a) \quad r\dot{\theta} + \omega_H r = zE,$$

$$(6) \quad r\ddot{\theta} + r'(\dot{\theta} - \omega_H) = 0.$$

L'intégration de l'équation (6) donne la vitesse angulaire de la rotation d'un électron autour de la cathode en fonction du champ magnétique et de la distance à la cathode.

$$(7) \quad \dot{\theta} = \frac{\omega_H}{2} \left[1 - \frac{r_1^2}{r^2} \right].$$

L'équation (5a) s'écrit alors

$$(5b) \quad r'' + \frac{\omega_H}{2} r \left(1 - \frac{r_1^2}{r^2} \right) = zE.$$

L'équation de Poisson fournit une relation entre le potentiel V et la densité de charge d'espace φ

$$(8) \quad \Delta V = \frac{d^2 V}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dV}{dr} = -\varphi$$

φ représente une quantité négative qui est la somme des charges des électrons par unité de volume.

Nous disposons encore d'une autre relation qui est celle donnée par le théorème de conservation de l'électricité; comme nous l'avons vu deux cas seront considérés, suivant que les électrons décrivent des trajectoires radiales ou tangentielles. Les équations (5) à (8) sont valables dans les deux cas.

Dans un premier chapitre nous étudierons le cas du mouvement radial qui est celui existant au départ, puis dans un second chapitre nous étudierons le cas du mouvement tangentiel qui existe dans la couche de grande densité.

CHAPITRE II.

TRAJECTOIRES RADIALES.

La loi de conservation de l'électricité est dans ce cas exprimée par la formule (2b) :

$$(2b) \quad r^2 \varphi = I = \text{const.}$$

Il convient tout d'abord de signaler comme nous le verrons dans la partie expérimentale de cet exposé, que tous les phénomènes qui sont étudiés prennent naissance pour des tensions interélectrodes extrêmement faibles et sont parfaitement décelables pour des différences de potentiel de l'ordre de 100 V. Or le potentiel critique donné par la formule de Huul

[Intr. (5)] est, pour une valeur du champ magnétique égale à 1100 gauss, de l'ordre de 10 000 V, pour des magnétrons dont les électrodes ont des diamètres respectifs de 16 et 8 mm, ce qui correspond au cas que nous considérons. La tension interélectrodes suffisante pour permettre l'étude des phénomènes qui nous intéressent est donc 100 fois plus faible que la tension de *cut off*. Il en résulte que dans ces conditions, les électrons restent dans le voisinage de la cathode et que la distance r_1 donnée par la formule de l'Introduction (9) est voisine du rayon cathodique r_c . Nous pouvons donc poser

$$(9) \quad r = r_c + x = r_c \left(1 + \frac{x}{r_c} \right)$$

et négliger les termes du second ordre en $\frac{x}{r_c}$; x représentant la distance d'un électron à la cathode.

a. Mouvement d'un électron dans le cas des tensions faibles.

Écrivons donc les formules (1), (5) et (8) en utilisant cette nouvelle notation, on a

$$r' = x' \quad \text{et} \quad r'' = x''.$$

Les équations (5) et (6) s'écrivent

$$(10a) \quad x'' + \omega_H x' = zE,$$

$$(11) \quad x'' = \omega_H x',$$

en posant $y' = r\dot{\theta}'$.

La relation (7) s'obtient en intégrant l'équation (11)

$$(12) \quad y' = \omega_H y = \omega_H^2 x.$$

L'équation de Poisson se simplifie et devient

$$(13) \quad \Delta V = \frac{d^2 V}{dx^2} = -\frac{1}{2} \pi \varphi.$$

L'équation de conservation de l'électricité s'écrit

$$(14a) \quad 2\pi \varphi r_c x = I_{rc}$$

ou

$$(14b) \quad \varphi x' = i_{rc}.$$

Les grandeurs I ou i représentent des quantités négatives.

Des équations (13) et (14b) on tire

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = \frac{d}{dx} \left(\frac{dV}{dx} \right) = -\frac{\frac{1}{2} \pi i_{rc}}{x'} = -\frac{1}{2} \pi i_{rc} \frac{dt}{dx},$$

d'où

$$\frac{dV}{dx} = -\frac{1}{2} \pi i_{rc} t + c_1.$$

Or on a d'après (10) :

$$(10\ b) \quad x'' + \omega_H^2 x = \alpha E = -\alpha \frac{\partial V}{\partial r} = 4\pi x i_{rc} t + c_2.$$

Posons $4\pi x i_{rc} = K, > 0$ et appelons C la constante d'intégration; on a l'équation différentielle du second ordre qui définit le mouvement des électrons en fonction du temps :

$$(15\ a) \quad x'' + \omega_H^2 x = Kx t + C.$$

Remarquons qu'à l'instant initial ($t = 0, x = 0$) l'on a

$$x' = C = \alpha E_c,$$

E_c étant le champ électrique sur la cathode et αE_c l'accélération au départ, d'où

$$(15\ b) \quad x'' + \omega_H^2 x = Kx t + \alpha E_c.$$

Nous admettons que l'électron quitte la cathode avec une vitesse initiale radiale v . Notons que tous les électrons ne quittent pas la cathode avec la même vitesse initiale, mais avec des vitesses dont la distribution obéit aux lois de la statistique. Nous reviendrons dans un prochain paragraphe sur cette question et nous obtiendrons la nouvelle répartition de la charge d'espace calculée à partir de la loi de distribution des vitesses initiales. Nous commencerons par le calcul de la trajectoire d'un électron émis avec la vitesse v .

Posons

$$(16) \quad \varphi = \omega_H t,$$

$$(17) \quad \mu = \frac{v \omega_H^2}{Kx},$$

$$(18) \quad \nu = \frac{\alpha E_c \omega_H}{Kx},$$

μ et ν sont des quantités positives sans dimension.

Avec ces nouvelles notations, nous obtenons en intégrant l'équation (15 b) les relations donnant x, x', x'' en fonction de φ c'est-à-dire du temps. On trouve

$$(19\ a) \quad x = \frac{Kx}{\omega_H^3} [\varphi - (1-\mu) \sin \varphi + \nu(1-\cos \varphi)],$$

$$(19\ b) \quad x' = \frac{Kx}{\omega_H^2} [1 - (1-\mu) \cos \varphi + \nu \sin \varphi],$$

$$(19\ c) \quad x'' = \frac{Kx}{\omega_H} [(1-\mu) \sin \varphi + \nu \cos \varphi].$$

Les relations (12), (19 a), (19 b) et (19 c) nous permettent d'obtenir la composante tangentielle y du mouvement des électrons en fonction du temps.

On a

$$(20\ a) \quad y = \frac{Kx}{\omega_H^2} \left[\frac{\varphi^2}{2} - (1-\mu)(1-\cos \varphi) + \nu(\varphi - \sin \varphi) \right],$$

$$(20\ b) \quad y' = \frac{Kx}{\omega_H^2} [\varphi - (1-\mu) \sin \varphi + \nu(1-\cos \varphi)],$$

$$(20\ c) \quad y'' = \frac{Kx}{\omega_H} [1 - (1-\mu) \cos \varphi + \nu \sin \varphi],$$

en remarquant que $y = 0$ pour $t = 0$.

Les relations (19) et (20) nous permettent de déterminer complètement la trajectoire d'un électron de vitesse initiale v . Cependant, il convient d'établir tout d'abord dans quelles limites ces équations sont physiquement valables et représentent bien le mouvement de l'électron dans l'espace interélectrodes.

D'après l'équation

$$x' = i_{rc} = \text{const.}$$

on voit que lorsque la vitesse x' devient nulle, la densité de charge d'espace devient infinie, $x' = 0$ signifie que les électrons ont une vitesse radiale nulle, et que leur mouvement s'est transformé en une rotation autour de la cathode; nous avons déjà appelé cette rotation, mouvement tangentiel et nous avons signalé qu'alors l'équation (2 b) n'était plus valable et devait être remplacée par l'équation (3 b).

Ainsi le temps $t = t_1$ pour lequel la vitesse x' devient nulle constitue la limite extrême où les équations (19) et (20) sont encore applicables au mouvement de l'électron.

Nous n'utiliserons donc ces équations qu'entre l'instant initial $t = 0$ et l'instant $t = t_1$.

Nous allons maintenant chercher la valeur $\varphi_1 = \omega_H t_1$ pour laquelle la vitesse radiale x' de l'électron devient nulle. Cela revient à déterminer les racines de l'équation (19 b) :

$$(21) \quad 1 - (1-\mu) \cos \varphi + \nu \sin \varphi = 0.$$

Il existe des valeurs de φ satisfaisant cette équation lorsque, entre les paramètres μ et ν existe la relation

$$(22) \quad \nu^2 - \mu^2 > 1.$$

Deux valeurs de φ sont alors solutions de l'équation (21).

Pour que l'inégalité (22) soit satisfaite, il faut soit

$$a. \nu < 1 :$$

$$\mu < 1 - \sqrt{1-\nu^2}, \text{ et } \mu > 1 + \sqrt{1-\nu^2},$$

soit

$$b. \nu > 1.$$

Le mouvement que nous étudions existe notamment lorsque le champ E et la vitesse v sont nuls

à l'instant initial. Nous ne considérerons que les magnétrons pour lesquels l'accélération sur la cathode reste toujours faible, c'est-à-dire que nous nous limitons au cas a où $\nu < 1$, par contre la vitesse des électrons peut varier de zéro à l'infini.

Nous allons tout d'abord établir le mouvement des électrons pour des vitesses extrêmement faibles tendant vers zéro, ce qui nous permettra de connaître les trajectoires des électrons émis sans vitesse initiale. Nous déterminerons le temps φ_1 pour lequel la vitesse radiale x' s'annule et la valeur φ_{10} de φ_1 obtenue pour des vitesses initiales nulles. Cette valeur φ_{10} constitue une valeur limite de φ_1 . L'autre valeur limite $\varphi_{1\infty}$ obtenue pour des électrons émis avec des vitesses infiniment grandes est donnée par l'équation (21) lorsque $x' = 0$ pour $\mu = \infty$ on a

$$x = \mu \cos \varphi, \\ x = 0 \quad \text{si} \quad \cos \varphi = 0$$

soit donc

$$\varphi = \frac{\pi}{2}$$

ainsi la valeur φ_1 trouvée sera telle que

$$\varphi_1 < \frac{\pi}{2}$$

b. Détermination du mouvement d'un électron.

Étudions donc maintenant les mouvements des électrons émis avec des vitesses extrêmement faibles, tendant vers zéro, c'est-à-dire

$$\mu < 1 - \sqrt{1 - \nu^2}.$$

Posons pour simplifier les formules

$$(23) \quad \mu = 1 - \sqrt{1 - \nu^2}.$$

L'équation (21) peut s'écrire en fonction de $\operatorname{tg} \frac{\varphi}{2}$:

$$\mu \left(1 + \frac{\nu}{2} \operatorname{tg}^2 \frac{\varphi}{2} \right) = \cos \varphi.$$

La vitesse x' sera nulle lorsque

$$\operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} = - \frac{\nu + P}{\mu},$$

On voit que ici l'on a $p < \nu$, et que par conséquent les deux valeurs de $\operatorname{tg} \frac{\varphi}{2}$ sont négatives. La première valeur φ_1 de φ annulant la vitesse x' est donnée par

$$(24 a) \quad \operatorname{tg} \frac{\varphi_1}{2} = - \frac{\nu + P}{2 - \mu},$$

d'où

$$(24 b) \quad \operatorname{tg} \varphi_1 = - \frac{\nu + \nu + P}{\nu + \mu + P}.$$

φ_1 peut être considéré comme un angle qui est légèrement inférieur à 2π :

$$(24 c) \quad \varphi_1 = 2\pi - \operatorname{arctg} \frac{\nu + \nu + P}{\nu + \mu + P}.$$

Si nous étudions maintenant l'accélération x'' donnée par l'équation (19 c), nous voyons que $x'' = 0$ lorsque φ est tel que

$$(25 a) \quad \operatorname{tg} \varphi_2 = - \frac{\nu}{1 - \mu}.$$

La valeur de $\operatorname{tg} \varphi_2$ donnée par l'équation précédente est ici toujours négative.

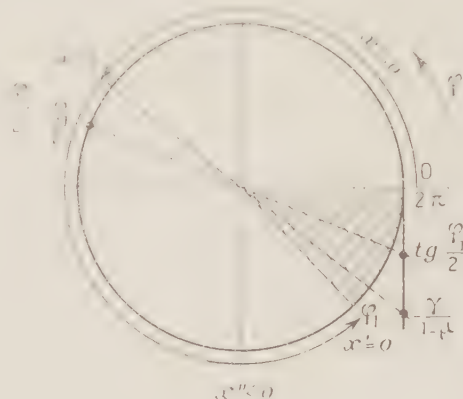


Fig. 6.

La valeur de φ_2 correspondante est alors

$$(25 b) \quad \varphi_2 = \pi - \operatorname{arctg} \frac{\nu}{1 - \mu},$$

cet angle est légèrement inférieur à π .

Lorsque φ est inférieur à cette valeur, l'accélération est positive, dirigée vers l'anode. Ensuite l'accélération devient négative dirigée vers la cathode. Les électrons commencent alors à être freinés dans leur course.

Nous voyons que

$$|\operatorname{tg} \varphi_1| = \frac{\nu}{1 - \mu} > \left| \operatorname{tg} \frac{\varphi_1}{2} \right|,$$

en effet cette inégalité s'écrit $\nu < p$ ($1 - \mu$) qui est vérifiée *a fortiori* puisque l'on a $\nu < p$.

La disposition des différentes valeurs de la variable φ annulant les fonctions x' et x'' peut donc se représenter sur un diagramme où l'on fait varier φ de zéro à 2π (fig. 6).

La partie hachurée du cercle pour laquelle $\varphi > \varphi_1$ ne correspond plus au mouvement des électrons donné par les équations (19) et (20).

Nous allons maintenant calculer les valeurs que

prennent les fonctions x , x' et x'' pour ces valeurs particulières de φ .

Pour $\varphi = \varphi_1$, x prend la valeur x_1 donnée par l'équation

$$(26) \quad x_1 = \frac{Kx}{\omega_H^2} \left[\varphi_1 + 2(\nu + p) \frac{\nu(\nu + p) + (1 - \mu)(2 - \mu)}{(2 - \mu)^2 + (\nu + p)^2} \right].$$

Rappelons que la valeur x_1 est liée à r_1 par la relation $x_1 = r_1 - r_i$.

Pour la même valeur de φ , x'' prend la valeur

$$(27) \quad x''_1 = \frac{Kx}{\omega_H^2} \left[\nu - 2(\nu + p) \frac{\nu(\nu + p) + (1 - \mu)(2 - \mu)}{(2 - \mu)^2 + (\nu + p)^2} \right] \\ = \frac{Kx}{\omega_H^2} \left[\nu - (\nu + p) \frac{\nu(\nu + p) + (1 - \mu)(2 - \mu)}{2 - \mu + p(p + \nu)} \right],$$

$$(28) \quad x_2 = \frac{Kx}{\omega_H^2} \left[\pi - \operatorname{arctg} \frac{\nu}{1 - \mu} + \frac{\nu}{\sqrt{1 + p^2}} \right].$$

Pour cette valeur de φ , x' est alors donné par l'expression

$$(29) \quad x'_2 = \frac{Kx}{\omega_H^2} [1 + \sqrt{1 + p^2}].$$

La composante tangentielle y du mouvement est déterminée en fonction de φ par les équations (20)

Pour $\varphi = 0$, on a

$$y = y' = 0 \quad \text{et} \quad y'' = \omega_H \nu.$$

Pour $\varphi = \varphi_1$ on trouve

$$(30) \quad y_1 = \frac{Kx}{\omega_H^2} \left\{ 2\pi^2 + 2\pi \left[\nu - \operatorname{arctg} 2 \frac{(2 - \mu)(\nu + p)}{(2 - \mu)^2 + (\nu + p)^2} \right] \right. \\ \left. - \operatorname{arctg} 2 \frac{(2 - \mu)(\nu + p)}{(2 - \mu)^2 + (\nu + p)^2} \right. \\ \left. + \left[\nu - \frac{1}{2} \operatorname{arctg} 2 \frac{(2 - \mu)(\nu + p)}{(2 - \mu)^2 + (\nu + p)^2} \right] \right. \\ \left. - 2(\nu + p) \frac{(1 - \mu)(\nu + p - 1) - 1}{(2 - \mu)^2 + (\nu + p)^2} \right\},$$

$$(31) \quad y'_1 = \omega_H \nu.$$

x_1 étant donné par l'équation (26) :

$$(32) \quad y''_1 = 0.$$

Pour $\varphi = \varphi_2$ on a aussi

$$(33) \quad y_2 = \frac{Kx}{\omega_H^2} \left[\frac{\pi^2}{2} + \pi \left(\nu - \operatorname{arctg} \frac{\nu}{1 - \mu} \right) \right. \\ \left. + \operatorname{arctg} \frac{\nu}{1 - \mu} + \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{\nu}{1 - \mu} \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{\nu}{1 - \mu} \right].$$

$$(34) \quad y'_2 = \frac{Kx}{\omega_H^2} \left[\pi - \operatorname{arctg} \frac{\nu}{1 - \mu} + \frac{\nu}{\sqrt{1 + p^2}} \right],$$

$$(35) \quad y''_2 = \frac{Kx}{\omega_H^2} [1 + \sqrt{1 + p^2}].$$

Supposons maintenant que ν soit un nombre suffisamment petit pour que l'on puisse négliger ν^2 devant 1. Nous allons ainsi étudier ce que devient le mouvement de l'électron lorsque le champ électrique sur la cathode et la vitesse initiale tendent vers zéro.

D'après la condition (22), on aura par un développement limité

$$\nu = \frac{eE}{cH}.$$

Ainsi le rapport $\frac{\nu^2}{\nu}$ est de l'ordre de ν c'est-à-dire d'un nombre petit devant l'unité. Or, d'après les équations (17) et (18) on a

$$\nu = \frac{eH}{cE},$$

par conséquent le produit νH doit être petit devant cE ; ceci revient à dire qu'au départ, lorsque l'électron quitte la cathode la force magnétique $\frac{1}{c} e \nu H$ est petite devant la force électrique eE .

Posons donc $\mu = k \frac{\nu^2}{\nu}$, k étant un nombre compris entre 0 et 1.

Dans ces conditions l'équation (23) s'écrit

$$(36) \quad \varphi = \nu \sqrt{1 - k}.$$

et la nouvelle expression de $\operatorname{tg} \varphi_1$ est

$$(37) \quad \operatorname{tg} \varphi_1 = \nu \sqrt{1 - k}.$$

avec

$$(37b) \quad \varphi_1 = 2\pi - \operatorname{arctg} \nu \sqrt{1 - k}.$$

L'équation (26) déterminant x_1 se simplifie pour donner

$$(38a) \quad x_1 = \frac{Kx}{\omega_H^2} \left\{ 2\pi - \operatorname{arctg} \nu \sqrt{1 - k} + \nu \sqrt{1 - k} \right\}$$

qui s'écrit

$$(38b) \quad x_1 = 2\pi \frac{K}{\omega_H^2}$$

car l'expression entre crochet du troisième ordre en ν est négligeable devant 1.

Lorsque le champ électrique sur la cathode et la vitesse initiale deviennent nuls, c'est-à-dire lorsque ν tend vers zéro, on voit que P tend aussi vers zéro et φ_1 vers

$$\varphi_1 = 2\pi.$$

x_1 tend alors vers une valeur limite x_1 qui est

$$x_1 = \frac{Kx}{\omega_H^2}.$$

La quantité $\nu(1 + \sqrt{1-k}) - \text{arc tg } \nu(1 + \sqrt{1-k})$ est positive et il en résulte que x_1 tend vers x_{1_0} par valeur supérieure; notons que la valeur de φ qui correspond à x_{1_0} est toujours supérieure à φ_1 . Ainsi, lorsque le champ électrique et la vitesse initiale augmentent, la distance x_1 augmente elle aussi, mais le temps que l'électron met pour le parcourir diminue.

L'accélération x'_1 s'écrit

$$(40) \quad x'_1 = \frac{K}{\omega_H} \frac{1}{2E_0 \sqrt{1-k}}$$

Elle est plus faible que l'accélération à l'instant initial et dirigée en sens inverse, elle tend vers zéro en même temps que E .

L'équation (25 b) se simplifie et l'on a

$$(41) \quad \varphi = \pi - \text{arc tg } \nu.$$

Pour cette valeur de φ , x s'écrit

$$(42) \quad x = \frac{K}{\omega_H^2} [\pi - \text{arc tg } \nu + \nu] + \frac{K}{\omega_H^2} = \frac{x_{1_0}}{\nu}.$$

L'équation (29) devient

$$(43) \quad x = 2 \frac{K}{\omega_H^2}.$$

L'équation (43) donne la vitesse radiale d'un électron, lorsqu'il parcourt la moitié de la distance qui caractérise son mouvement radial. On peut écrire

$$x' = 2 \frac{K}{\omega_H^2} = \frac{4v}{k_0^2}.$$

Ainsi la vitesse en ce point est très supérieure à la vitesse avec laquelle l'électron quitte la cathode.

Les valeurs particulières de y , y' , y'' déterminées par les équations (30) à (35) deviennent :

pour $\varphi = \varphi_1$:

$$(44) \quad y_1 = 2\pi^2 \frac{K}{\omega_H^2} = \pi x_1$$

$$(45) \quad y'_1 = \omega_H x_{1_0} \quad \text{et} \quad y''_1 = 0;$$

pour $\varphi = \varphi_2 = \text{arc tg } \nu$, on a

$$(46) \quad y_2 = \frac{1}{2} \pi x_{1_0},$$

$$(47) \quad y'_2 = \pi \frac{K}{\omega_H^2},$$

$$(48) \quad y''_2 = 2 \frac{K}{\omega_H^2}.$$

Les équations de la trajectoire des électrons montrent que lorsque le champ électrique et la

vitesse v augmentent à l'instant initial, les électrons atteignent plus rapidement la région où leur vitesse radiale s'annule; celle-ci tout le long de leur trajectoire est plus grande et leur déplacement tangentiel moins important.

Lorsque μ et ν tendent vers zéro d'une façon continue, les trajectoires tendent aussi d'une façon continue vers une trajectoire limite telle que

$$x = \frac{K}{\omega_H^2},$$

au bout d'un temps $t_{1_0} = \frac{x}{v_{1_0}}$.

C'est le cas des lampes à forte charge d'espace qui limite l'émission de la cathode. Dans ce cas, pour cette valeur de t , l'accélération radiale x''_1 et l'accélération tangentielle y''_1 sont nulles toutes les deux; ceci signifie que la force électrique est égale à la force magnétique et que les électrons sont en équilibre sous l'action de ces deux forces; la force électrique eE étant dirigée vers l'anode, et la force magnétique $ey'H$ vers la cathode. Nous montrerons dans un prochain paragraphe que dans cette région, les électrons sont dans une position d'équilibre stable.

c. Répartition de la densité de charge d'espace lorsque la vitesse initiale est nulle.

Nous allons calculer la répartition de charge d'espace ρ pour le cas des électrons émis avec une vitesse extrêmement faible.

La relation $\varphi = f(\varphi)$ est obtenue à partir des deux équations (17) et (19 b), on a

$$(49) \quad \varphi = \frac{t_{rc}}{x'} = \frac{t_{rc}}{K_x} \frac{1}{1 - (1-\mu) \cos \varphi + \nu \sin \varphi} - \frac{\omega_H}{4\pi x} \frac{1}{1 - (1-\mu) \cos \varphi + \nu \sin \varphi}.$$

Nous voyons que pour $\varphi = 0$, on a

$$\varphi = \frac{t_{rc}}{K_x}.$$

Si les électrons sont émis sans vitesse initiale, la densité de charge d'espace devient alors infinie près de la cathode.

Pour $\varphi = \pi - \text{arc tg } \frac{1-\mu}{\nu}$, on a

$$\varphi = \frac{t_{rc}}{K_x} - \frac{\omega_H}{4\pi x}.$$

et pour $\varphi = \varphi_1$, on a

$$\rho = \infty.$$

La densité de charge d'espace devient donc infinie pour $\varphi = \varphi_1$ soit pour $x = x_1$.

La courbe de la figure 7 montre les variations

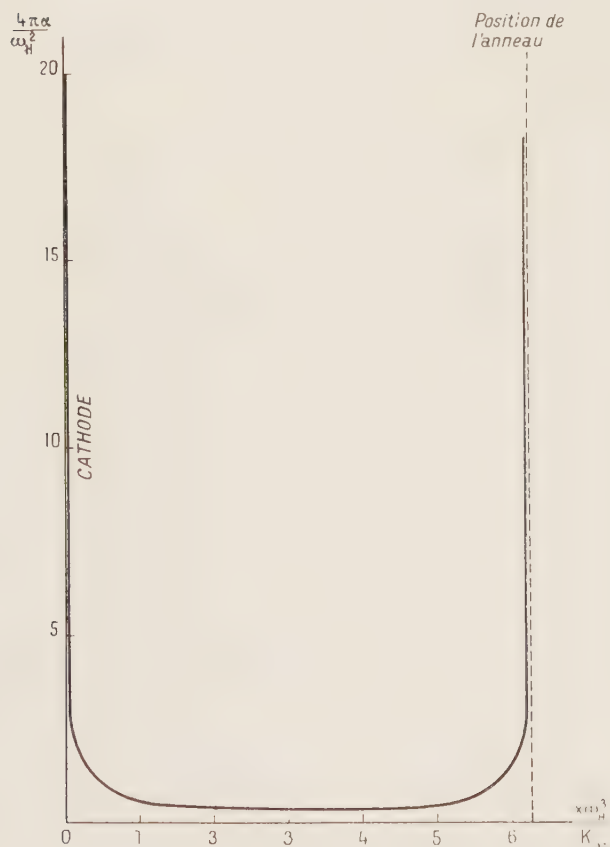


Fig. 7. — Courbe représentative de $\rho = f(x)$ lorsque la vitesse initiale des électrons est nulle.

de ρ en fonction de x dans le cas limite du champ électrique nul sur la cathode.

Le fait que la densité de charge ρ devienne infinie pour une valeur particulière de x n'est pas inconcevable car la charge totale q conserve une valeur finie.

On a

$$q = \iiint_V \rho \, dV,$$

V représentant le volume cylindrique contenant les électrons, limité d'une part par la cathode, d'autre part par le cylindre de rayon r_1 .

On a

$$q = \int_0^{x_1} d\theta \int_0^{r_1} \rho \, dr.$$

avec

$$\varphi = \frac{r_c \dot{r}_c}{r r'} = \frac{r_c \dot{r}_c}{r} dt$$

D'où pour q l'expression

$$(50) \quad q = 2\pi r_c \dot{r}_c \int_0^{t_1} dt = \frac{2\pi r_c \dot{r}_c}{\omega_H} \int_0^{\varphi_1} d\varphi = \frac{2\pi r_c \dot{r}_c}{\omega_H} \varphi_1.$$

Nous avons donc calculé en fonction du rayon la variation de la densité de charge d'espace ρ et la charge totale d dans le cas d'électrons émis avec une vitesse nulle. C'est un cas particulier du problème plus général que nous allons traiter maintenant.

d. Répartition de la densité de charge d'espace ρ pour des électrons émis avec des vitesses quelconques.

On sait qu'il existe au sein d'un métal des électrons de conduction se déplaçant à des vitesses variant avec la température de ce métal.

Lorsque celui-ci est chauffé, les vitesses des électrons peuvent augmenter considérablement, et leurs déplacements ainsi que la distribution de leurs vitesses obéissent aux lois de la Mécanique statistique. On sait que lorsqu'une plaque métallique est placée dans le vide jouant le rôle de cathode et que l'on crée une différence de potentiel appropriée,

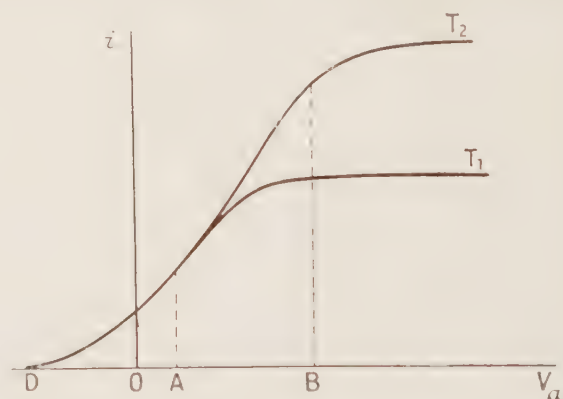


Fig. 8. — Variation du courant électronique qui circule dans le circuit de l'anode (T désigne la température absolue de la cathode).

on observe dans le circuit de l'anode un courant électronique issu du métal dont la variation déterminée expérimentalement est donnée par la courbe de la figure 8.

Pour des tensions négatives (zone OD, appelée domaine résiduel), on observe un courant extrêmement faible dû aux électrons les plus rapides issus de la cathode. Ces électrons ont une vitesse initiale

suffisamment élevée pour vaincre la différence de potentiel antagoniste qui tend à les ramener vers la cathode. Ce courant appelé « courant de départ » varie en fonction de la tension anodique suivant une loi analogue à celle qui régit la distribution des vitesses des électrons sortant de la cathode. Dans le cas de la distribution des vitesses de Boltzmann ce courant varie comme $e^{-\frac{V_a}{K T}}$.

Dans la zone OA, le courant croît proportionnellement à $V_a^{\frac{1}{2}}$ comme le montre la loi de Langmuir. Ce domaine est celui des charges d'espace. Au delà, on atteint le courant de saturation de la cathode (au-dessus du point B).

On sait que l'allure de cette courbe s'explique en considérant que les électrons qui se meuvent à l'intérieur du métal ne peuvent en général pas sortir de celui-ci. Il existe entre l'extérieur du métal et le vide environnant une différence de potentiel V_0 qui renvoie une partie des électrons dans le métal. Seuls les électrons qui ont une énergie cinétique suffisante pour franchir cette barrière de potentiel pourront sortir de la surface métallique et se déplacer dans le vide. Le courant de saturation est atteint lorsque le potentiel anodique est suffisamment élevé pour accélérer tous les électrons sortant du métal, ceux-ci pouvant constituer une charge d'espace devant la cathode.

Nous appelons v_1 la vitesse d'un électron normale à la surface cathodique, à l'intérieur du métal; rappelons que nous avons désigné par v la vitesse d'émission des électrons, normale à la cathode. D'après ce que l'on vient d'indiquer, seuls les électrons ayant des vitesses $v_1 > v_0$ pourront sortir du métal, la vitesse v_0 étant déterminée par la relation

$$(51) \quad \frac{1}{2} m v_0^2 = e V_0,$$

entre v_1 , v_0 et v on a donc la relation $v = v_1 - v_0$.

La fonction de distribution s'appliquant au cas du mouvement des électrons à l'intérieur du métal est donnée par la statistique de Fermi-Dirac :

$$(52) \quad \omega = \frac{1}{e^{-\frac{\varepsilon}{K T}} + 1},$$

ε étant l'énergie cinétique des électrons; $\omega(\varepsilon)$ indique le nombre d'électrons qui ont en moyenne l'énergie ε , et ω_l est le paramètre de distribution de Fermi; K est la constante de Boltzmann.

Dans le cas actuel, la fonction de distribution

de Fermi est sensiblement voisine de la fonction de Boltzmann et l'on a

$$(53) \quad \omega = C_0 e^{-\frac{\varepsilon}{K T}},$$

en posant $\beta = \frac{2 K T}{m}$, m représente la masse d'un électron et C_0 une constante; u_1 , v_1 et w_1 sont les composantes de la vitesse d'un électron suivant trois axes rectangulaires. La constante C_0 ne dépend que de constantes universelles.

Le nombre d'électrons par centimètre cube du métal dont la vitesse a ses composantes comprises entre u_1 et $u_1 + du_1$, v_1 et $v_1 + dv_1$, w_1 et $w_1 + dw_1$ est

$$dn = f(u_1, v_1, w_1) du_1 dv_1 dw_1.$$

Dans le problème qui nous intéresse, les électrons se dirigent tous suivant l'axe v_1 puisqu'ils sont émis normalement à la cathode; leur vitesse est comprise entre v_1 et $v_1 + dv_1$, et leur nombre est dn ; d'après ce que nous avons dit la vitesse v_1 à l'intérieur du métal doit être supérieure à v_0 . Nous n'aurons donc dans ce qui suit à ne considérer que les électrons émis dans une seule dimension, leur vitesse v variant à l'intérieur du métal de v_0 à $+\infty$.

Soit donc ρ la densité de charge d'espace calculée précédemment à partir des équations du mouvement des électrons à l'intérieur de l'espace interélectrodes. Cette densité ρ ne concerne que des électrons émis avec la même vitesse v . Nous voulons connaître la densité de charge ρ_T due à tous les électrons émis avec des vitesses initiales différentes, variant de zéro à l'infini. ρ_T est donc donnée en fonction de ρ par la relation

$$\rho_T = \int_{v_0}^{\infty} \rho f(v_1) dv_1.$$

La densité de charge d'espace ρ étant déterminée par l'équation (49) et $f(v_1)$ par l'équation (52), on a

$$(54) \quad \rho_T = C_1 e^{-\frac{e V_a}{K T}} \int_{v_0}^{\infty} \frac{e^{-\frac{2 v^2}{\beta}} dv}{v^2},$$

C_1 est une nouvelle constante.

Les équations (19 a) et (19 b) peuvent s'écrire, en tenant compte de ce que $v = v_1 - v_0$ et en posant

$$x_0 = \frac{v_0 \omega_H}{K x},$$

$$(54 a) \quad x = \frac{K x}{\omega_H} \left[\varphi - \sin \varphi + v_1 (1 - \cos \varphi) - v_0 \sin \varphi + v_1 \frac{x_0}{v_0} \sin \varphi \right] = A + B v_1,$$

$$(54 b) \quad x' = \omega_H \left[\frac{dA}{d\varphi} + v_1 \frac{dB}{d\varphi} \right].$$

Nous cherchons à obtenir les variations de ρ en fonction de x , pour cela nous allons calculer la valeur de ρ_T pour une valeur donnée de x , puis nous construirons point par point la courbe

$$\rho_T = f(x).$$

Différentions l'expression (54 a) en considérant x comme une constante; on a

$$dx = 0 = \frac{dA}{d\varphi} d\varphi + v_1 \frac{dB}{d\varphi} d\varphi + B dv_1 = \frac{x'}{\omega_H} d\varphi + B dv_1,$$

d'où

$$\frac{dv_1}{x'} = - \frac{d\varphi}{B\omega_H}.$$

Déterminons les deux limites de l'intégrale (53) avec la variable φ .

La limite supérieure $v_1 = \infty$ correspondant aux électrons émis avec une vitesse infinie est obtenue pour le temps $\varphi = 0$.

La limite inférieure $v_1 = v_0$ correspond aux électrons émis sans vitesse initiale; ces derniers atteignent la distance donnée x au bout du temps φ_0 donné par l'équation

$$(55) \quad x = \frac{Kx}{\omega_H^2} [\varphi_0 - \sin \varphi_0 + v(1 - \cos \varphi_0)].$$

Dans ces conditions l'intégrale (53) va s'écrire

$$\rho_T = \frac{C i_{rc}}{\omega_H} \int_0^{\varphi_0} e^{-a(1 + \frac{f}{v_0})^2} \frac{3 \left[\frac{v}{B} \right]}{B} dz.$$

Posons $\frac{x \omega_H^2}{K v} = \xi$, ξ étant une variable sans dimension.

Nous obtenons pour ρ_T l'expression

$$(56) \quad \rho_T = C i_{rc} \int_0^{\varphi_0} e^{-a(1 + \frac{f}{v_0})^2} \frac{d\varphi}{\sin \varphi},$$

avec

$$a = B v_0^2$$

et

$$f = f(\varphi) = \frac{\xi - (\varphi - \sin \varphi) - v(1 - \cos \varphi)}{\sin \varphi}.$$

Calculons la valeur des coefficients a et μ_0 , v_0 est donné par l'expression

$$v_0 = \sqrt{\frac{e E}{m}}.$$

v_0 étant de l'ordre du volt pour les cathodes à oxyde de baryum; on trouve alors

$$a = 10.$$

D'autre part dans les magnétrons utilisés, on

obtient $i = 12$ mA pour une tension anodique de 200 V. Dans ces conditions on trouve, pour un champ magnétique continu $H = 1100$ gauss une valeur de μ_0 de l'ordre de 100.

Construisons avec ces valeurs la courbe $\rho = f(\xi)$ pour une valeur particulière de v : $v = 0,4$.

Pour obtenir un point de cette courbe on se donne une valeur de φ_0 à partir de laquelle on détermine par l'équation (55) la valeur correspondante de ξ .

On construit la courbe $e^{-\frac{a(1 + \frac{f}{v_0})^2}{\sin \varphi}}$ et l'on obtient

la valeur de $\frac{\rho_T}{C i_{rc}}$ par intégration graphique.

Montrons que la densité ρ_T donnée par l'équation (56) devient infinie lorsque φ_0 tend vers zéro, ou vers π . Nous pourrions dans cette expression négliger l'exponentielle si $\frac{f}{v_0} \leq \frac{1}{10}$.

Si l'on appelle φ_1 la valeur de φ pour laquelle l'égalité précédente est réalisée, on trouve entre φ_1 et φ_0 la condition $\varphi_1 \leq \frac{\varphi_0}{20}$ pour de faibles valeurs de φ_1 et de φ_0 .

Dans ces conditions, l'expression (56) s'écrit

$$(57) \quad \rho_T = C i_{rc} \int_0^{\varphi_0} e^{-a(1 + \frac{f}{v_0})^2} \frac{d\varphi}{\sin \varphi} = C i_{rc} \int_0^{\varphi_0} \frac{dz}{z}.$$

La première intégrale de cette expression a une valeur finie tendant vers zéro si φ_1 tend vers zéro, la seconde s'écrit

$$C i_{rc} \left[\ln \frac{1}{z} \right]_0^{\varphi_0} = C i_{rc} \left[\ln \frac{1}{z} \right]_0^{\varphi_0}.$$

qui tend vers l'infini si φ_0 tend vers zéro.

Un raisonnement identique montrerait que ρ_T tend aussi vers l'infini si φ_0 tend vers π .

Nous avons vu que lorsque l'on considère les électrons émis sans vitesse initiale, la densité de charge devient infinie lorsque $\varphi = 2\pi$. La différence apportée par les lois statistiques, qui permettent de considérer tous les électrons émis avec des vitesses variant de zéro à l'infini, est que la région de forte densité électronique est atteinte en un temps plus court. On peut alors considérer que la courbe de répartition de la charge est la même que celle obtenue pour des électrons émis avec une même vitesse initiale v ; cette vitesse v correspond à une vitesse future de l'électron, nulle pour $\varphi = \pi$, on trouve alors pour μ la valeur $\mu = 2$.

Les équations du mouvement des électrons sont alors les équations (19) et (20) dans lesquelles on pose $\mu = 2$.

On trouve donc

$$(58) \quad \begin{cases} r = \frac{K}{\omega H} (1 - \sin \varphi + \nu(1 - \cos \varphi)), \\ r = \frac{K}{\omega H} (1 - \cos \varphi + \nu \sin \varphi), \\ r = \frac{K}{\omega H} (1 - \sin \varphi - \nu \cos \varphi), \\ r = \frac{K}{\omega H} (1 - \cos \varphi - \nu \sin \varphi), \\ r = \frac{K}{\omega H} (1 - \sin \varphi + \nu \cos \varphi), \\ r = \frac{K}{\omega H} (1 - \cos \varphi + \nu \sin \varphi), \\ r = \frac{K}{\omega H} (1 - \sin \varphi - \nu \cos \varphi), \\ r = \frac{K}{\omega H} (1 - \cos \varphi - \nu \sin \varphi). \end{cases}$$

La valeur x_1 de r est alors

$$(60) \quad x_1 = \frac{K}{\omega H} (\pi - \varphi_1).$$

d'où

$$\frac{x_1}{K} = 0,91.$$

Le calcul montre que dans les conditions usuelles d'utilisation la valeur de x_1 est de l'ordre de $1/100^{\text{e}}$ de millimètre.

On peut calculer la vitesse v_1 des électrons à l'intérieur du métal, correspondant à $\mu = 2$.

On a

$$\mu_0 = \frac{v_0 \omega H}{K} = 100, \quad \mu = \frac{v \omega H}{K} = 2.$$

d'où

$$v = \frac{v_0}{50} \quad \text{et} \quad v_1 = v_0 \left(1 + \frac{1}{50}\right).$$

Dans le cas des électrons émis sans vitesse initiale on a $v_1 = v_0$. On voit donc que lorsque l'on considère tous les électrons émis avec des vitesses initiales variant d'une valeur nulle à une valeur infinie, la vitesse des électrons la plus probable à l'intérieur de la cathode diffère de $1/50^{\text{e}}$ de la valeur de celle qui produit une émission sans vitesse initiale. Ceci revient à porter la cathode à un potentiel $-V_0$ négatif par rapport à l'anode, produisant un champ accélérateur d'électron tel que

$$\frac{1}{2} m v_1^2 = \frac{1}{2} m v_0^2 \left(1 + \frac{1}{25}\right) = e V_0.$$

La figure 9 montre les variations de

$$\frac{\varphi_T}{e^{-a} C i_{rv}} = f(\xi).$$

Cette courbe a été obtenue par la méthode décrite précédemment. Elle présente deux zones de forte

densité électronique, l'une près de la cathode, l'autre à la distance $\xi = \xi_1$. Nous appellerons cette deuxième zone « l'anneau d'électrons ».

Comparons la courbe de la figure 9 avec celle de la figure 7. Nous voyons que la première est fortement dissymétrique et que la largeur de l'anneau est beaucoup plus importante que celle de la zone cathodique, alors que sans l'hypothèse statistique des vitesses (fig. 7) la courbe était rigoureusement symétrique. Nous pouvons en conclure que la presque totalité de la charge d'espace se trouve dans

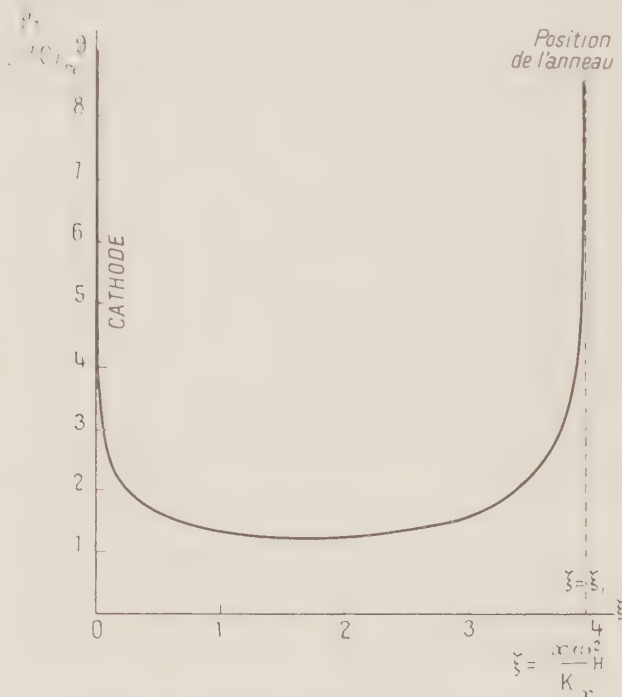


Fig. 9. — Courbe représentative de $\varphi = f(\xi)$ lorsque la vitesse initiale des électrons est quelconque.

l'anneau central; ce sont les électrons de cette zone qui jouent un rôle prépondérant dans le fonctionnement de la lampe. Nous verrons dans la deuxième partie que cette hypothèse est fondamentale dans l'étude de tous les phénomènes d'interaction avec une onde de haute fréquence.

Nous avons construit la trajectoire d'un électron dans les deux cas où celui-ci est émis sans vitesse initiale, et avec la vitesse la plus probable (fig. 10).

L'étude de ces trajectoires montre le point où la courbe a une pente égale à l'unité; dans le cas où la vitesse initiale des électrons est nulle, celui-ci se trouve sensiblement au tiers de la distance x_{10} . Lorsque la vitesse initiale des électrons est telle que $\mu = 2$, ce point se trouve situé environ à la moitié de x_1 . Ainsi, comme nous l'avons déjà signalé,

lorsque la vitesse initiale des électrons augmente, la composante radiale du mouvement devient comparativement plus importante, par rapport à la composante tangentielle.

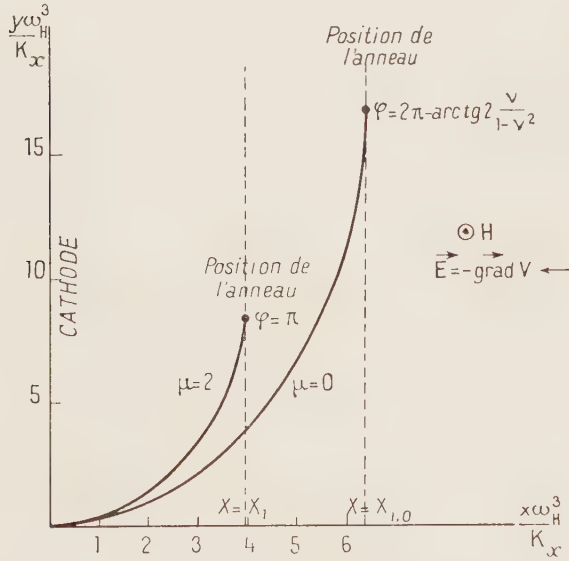


Fig. 10. — Trajectoires des électrons émis sans vitesse initiale $\mu = 0$ et avec la vitesse la plus probable $\mu = 2$.

e. Calcul du champ et du potentiel.

Le champ électrique dans la zone telle que $0 < x < x_1$ est obtenu à partir des équations (10) et (58); on trouve

$$(61) \quad E = \frac{K_x}{2\omega_H} \varphi + E_r.$$

Pour $x = x_1$ on a $\varphi = \varphi_1$; on obtient donc le champ électrique sur l'anneau

$$(62) \quad E_1 = \frac{4\pi^2 i_{rc}}{\omega_H} + E_r.$$

ou

$$x E_1 = \frac{\omega_H x_1}{1 + \frac{x_1^2}{2}} + I_{rc}.$$

Le potentiel V est obtenu par intégration à partir du champ électrique; on a

$$V = - \int_0^{x_1} E dx = - \int_0^{x_1} E x' dx'.$$

D'où

$$(63 a) \quad V = - x E_1 - \frac{4\pi^2 i_{rc}}{\omega_H} \int_0^{x_1} x' dx' + \text{const.}$$

on obtient

$$(63 b) \quad V = - x E_1 - \frac{16\pi^2 x i_{rc}}{\omega_H} \left[\frac{\varphi^2}{2} + \varphi \sin \varphi - \cos \varphi - \varphi \cos \varphi + \sin \varphi - 1 \right] - V_0.$$

Le potentiel sur l'anneau est alors

$$(64) \quad V_1 = - x_1 E_c - \frac{2K_x^2}{x\omega_H^4} \left[\left(\frac{\pi}{2} + r \right)^2 - 1 \right] - V_0.$$

CHAPITRE III.

TRAJECTOIRES TANGENTIELLES.

Étudions maintenant le mouvement des électrons lorsque ayant acquis une vitesse suffisante ils décrivent sous l'effet de la force magnétique une trajectoire sensiblement perpendiculaire au rayon vecteur.

Les équations des forces appliquées sont toujours les équations (5) et (6). L'équation (8) de Poisson subsiste, mais c'est l'équation de conservation de l'électricité qui doit être modifiée suivant l'équation (3 b) :

$$(3 b) \quad \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{r} \frac{dr}{dt} \right) = \frac{1}{r} \frac{dr}{dt}.$$

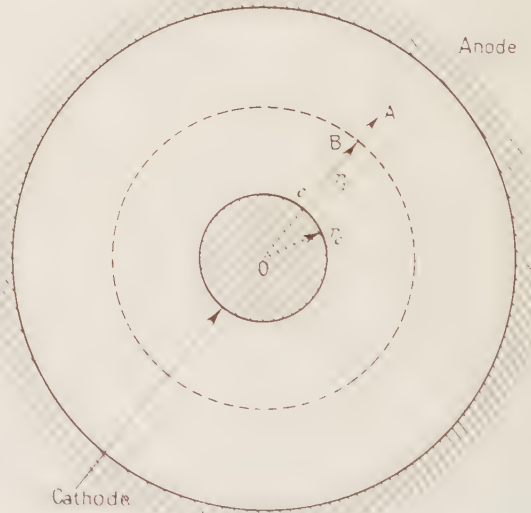


Fig. 11.

a. Équation du mouvement.

Considérons le schéma (fig. 11) d'un magnétron. La circonférence de rayon $OB = r_1$ représente la position de l'anneau électronique. Soit $OA = r$ un rayon vecteur.

Nous allons étudier le mouvement des électrons à partir du point B, compte tenu des forces appliquées. Prenons comme variable

$$\xi = \frac{AB}{OB} = \frac{r - r_1}{r_1} = \frac{r}{r_1} - 1.$$

Nous écrivons

$$\begin{aligned} \frac{r}{r_1} &= 1 + \xi \\ \frac{r}{r_1} &= 1 + \xi \\ r &= r_1(1 + \xi) \end{aligned}$$

Nous traitons d'abord le cas où ξ est un infiniment petit devant 1 et par conséquent les termes en ξ peuvent être négligés.

On trouve dans ces conditions pour θ' l'expression

$$(65) \quad \theta' = \frac{K_v}{3,94 K_v} \left[1 + \frac{r_c^2}{r_1^2 - r_c^2} \xi \right].$$

Le champ électrique est donné en fonction de ξ par l'expression

$$E = \xi'' + \frac{\omega_H^2}{4} \frac{r_1^2 - r_c^2}{r_1^2} \left[1 + \frac{r_1^2 + 3r_c^2}{r_1^2 - r_c^2} \xi \right].$$

D'après l'équation de Poisson on va avoir en tenant compte de l'équation de la conservation de l'électricité qui s'écrit ici (3 b) $\rho r \theta' = i_0$:

$$\frac{d}{d\xi} (r \theta') = \frac{2E}{r} = \frac{4\pi x i_0}{r}.$$

D'où la nouvelle forme de l'équation de Poisson

$$\frac{d}{d\xi} (x E) + \frac{x E}{r} = \frac{K_v}{r \theta'}$$

ou

$$(66) \quad \frac{d}{d\xi} (r x E) = \frac{K_v}{\omega_H \left[1 - \frac{r_c^2}{r_1^2} \right]} = \frac{2 K_v}{\omega_H} \left[1 + \frac{r_c^2}{r_1^2 - r_c^2} \xi \right]$$

et en intégrant

$$(67) \quad r x E = \frac{2 K_v}{\omega_H} \left[r_1 + \frac{r_1^2}{r_1^2 - r_c^2} \xi - \frac{r_c}{2} L \frac{r_1 + r_c}{r_1 - r_c} \right] + \text{const.}$$

D'autre part, l'équation (1) nous fournit une autre expression de $x E$:

$$(68) \quad r x E = r_1^2 \xi'' + \frac{\omega_H^2}{4} \frac{r_1^2 - r_c^2}{r_1^2} \xi = \frac{\omega_H^2}{4} \frac{r_1^2}{r_1^2} \frac{r_1^2 - r_c^2}{r_1^2}.$$

En éliminant $r x E$ entre les deux équations (67) et (68) on obtient une équation différentielle du deuxième ordre en ξ_1 qui est l'équation du mouvement.

Compte tenu des conditions initiales

$$\xi = 0, \quad \xi' = \xi'_0, \quad \xi'' = \xi''_0.$$

cette équation différentielle s'écrit

$$(69 a) \quad \xi'' + \xi \left[\frac{\omega_H^2}{4} \frac{r_1^2 - r_c^2}{r_1^2} - \frac{2 K_v}{\omega_H^2} \frac{r_1^2}{r_1^2} \right] = -\xi''_0.$$

Nous allons étudier le coefficient de ξ dont le signe est primordial pour le type de solution de cette équation.

On a vu que

$$\frac{K_v}{3,94 K_v} = \frac{r_c}{\omega_H} = 3,94 \frac{K_v}{\omega_H}$$

d'après l'équation (60) avec $K_v = 4\pi x i_0$. Le coefficient de ξ peut s'écrire alors en fonction de x_1 et l'on a la nouvelle forme de l'équation (69)

$$(69 b) \quad \xi'' + \omega_H^2 \xi \left[1 - 2 \frac{x_1}{r_c} - \frac{K_v}{3,94 K_v} \left(1 + \frac{x_1}{r_c} \right) \right] - \xi''_0 = 0$$

or

$$\frac{K_v}{3,94 K_v} = \frac{i \theta}{3,94 i_{rc}} = \frac{i \theta}{i \pi i_{rc}}$$

or l'on a vu que

$$\frac{i \theta}{2\pi i_{rc}} = \frac{r_c}{\xi} \approx 1,$$

par conséquent le coefficient de ξ est négatif.

Soit donc $-a^2$ ce coefficient :

L'équation (69) s'écrit

$$(69 c) \quad \xi'' - a^2 \omega_H^2 \xi - \xi''_0 = 0,$$

dont la solution est en appelant ξ'_0 la vitesse et l'accélération à l'instant initial

$$(70 a) \quad \xi = \frac{\xi'_0}{a \omega_H} \text{sh } a \omega_H t + \frac{\xi''_0}{a^2 \omega_H^2} [\text{ch } a \omega_H t - 1],$$

soit

$$(70 b) \quad \xi = \frac{\xi'_0}{a \omega_H} \text{sh } a \varphi + \frac{\xi''_0}{a^2 \omega_H^2} [\text{ch } a \varphi - 1].$$

L'équation (70 b) montre que si ξ'_0 et ξ''_0 sont positifs, la fonction ξ augmente exponentiellement avec le temps. Ceci revient à dire que les électrons se dirigent vers l'anode à partir de l'anneau. Or, l'anneau d'électrons étant fortement négatif tend à repousser les électrons vers l'anode, ξ''_0 est donc bien positif, ξ'_0 est aussi positif car il s'agit des électrons émis avec de grandes vitesses. Dans l'équation précédente ξ représente un nombre sans dimension, or dans le mouvement radial nous avons appelé x l'écart entre la position d'un électron et la cathode; si nous reprenons maintenant cette notation en prenant pour a l'expression simplifiée

$$a^2 = \frac{K_v}{3,94 K_v} \left(1 + \frac{x_1}{r_c} \right)$$

puisque

$$\frac{K_{\theta}}{K_y} \approx 1.$$

Nous obtenons pour x et y les expressions suivantes :

$$(70\ c) \quad x = x_1 + \frac{r_c}{a\omega_H} \left[\frac{\xi'_0}{\xi_0} \operatorname{sh} a\varphi + \frac{\xi''_0}{a\omega_H} (\operatorname{ch} a\varphi - 1) \right],$$

$$(71) \quad y = y_0 + \frac{r_c}{a} \left\{ \frac{\xi'_0}{\xi_0} a\varphi + \frac{r_c}{a\omega_H} \left[\frac{\xi'_0}{\xi_0} \operatorname{ch} a\varphi + \frac{\xi''_0}{a\omega_H} (\operatorname{sh} a\varphi - a\varphi) \right] \right\}.$$

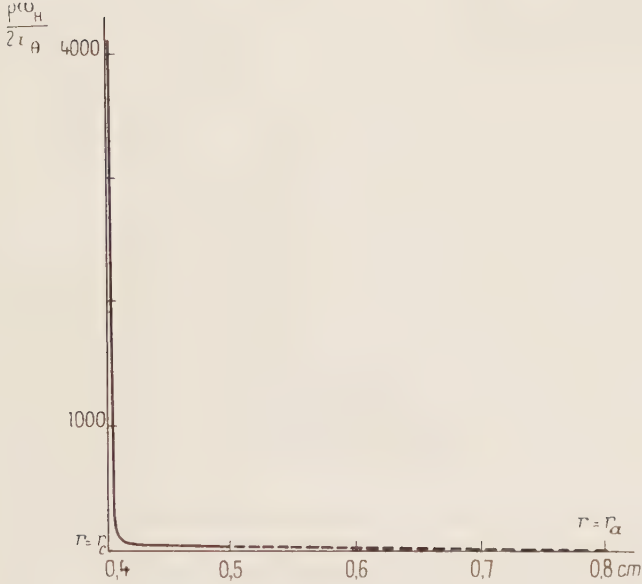


Fig. 12. — Variation de $\rho = f(x)$ pour $r > r_1$.

Les équations (70 c) et (71) déterminent le mouvement d'un électron dans l'espace existant au delà de l'anneau électronique. Toutefois dans des zones plus éloignées de l'anneau l'hypothèse initiale de ξ infiniment petit n'est plus valable. Il faut alors considérer les équations générales du mouvement. Nous n'exécuterons toutefois pas le calcul dans ce cas; en effet l'hypothèse de base exprimée par l'équation $i_r = 0$ ne peut être maintenue loin de l'anneau, et les calculs effectués n'auraient aucune signification physique. Cependant l'essentiel de la conclusion peut être déduit des équations (70 c) et (71) qui montrent que l'électron se dirige exponentiellement vers l'anode. Comme nous le verrons cette conclusion nous sera utile dans la deuxième partie de cette étude.

b. Détermination de la densité de charge d'espace.

On obtient l'expression de la densité de charge d'espace dans la région comprise entre l'anneau

électronique et l'anode, à partir de l'équation (3 b), on a

$$(72) \quad \varphi = \frac{i_0}{r\theta'} = \frac{2i_0}{\omega_H} \frac{r}{r^2 - r_c^2}.$$

Ici encore cette expression n'est plus valable dans tout l'espace s'étendant jusqu'à l'anode.

Les courbes des figures 12 et 13 représentent la variation de ρ en fonction de r ; elles montrent que la densité de charge d'espace diminue extrêmement rapidement lorsque les électrons quittent l'anneau.

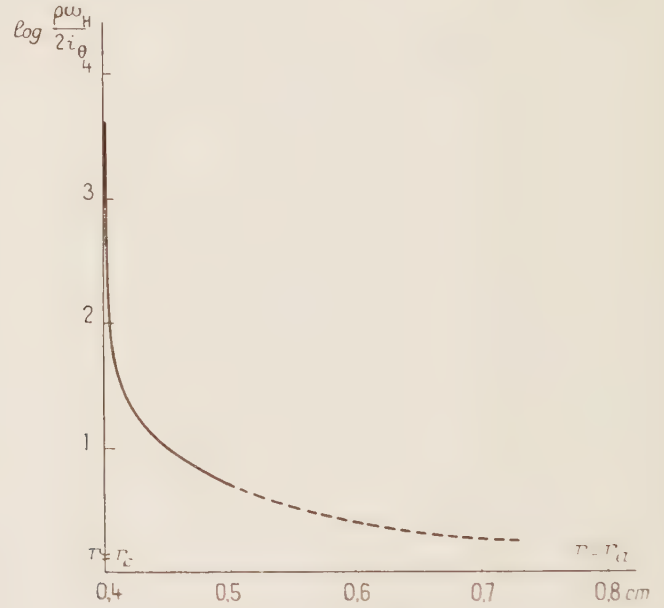


Fig. 13. — Variation de $\log \frac{\rho\omega_H}{2i_\theta} = f(x)$ pour $r > r_1$.

Il en résulte que la densité de charge près de l'anode, prolongée en pointillé sur la figure, est extrêmement petite comparée à la densité de charge dans l'anneau. En première approximation, nous assimilerons donc le champ électrique sur l'anneau d'électrons au champ du condensateur cylindrique ayant comme électrodes, l'anode du magnétron et l'anneau électronique portés respectivement aux potentiels V_a et V_1 . Cette notion sera utilisée dans la deuxième partie dans le calcul du champ électrique continu.

CHAPITRE IV.

PERTES PAR RAYONNEMENT.

On sait que du fait que l'électron possède une charge électrique e , il émet en mouvement une certaine quantité d'énergie rayonnante. D'après

la théorie de Maxwell l'énergie de l'électron doit diminuer par seconde de la quantité

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{2}{3} \frac{e^2}{c} \dot{x}^2$$

Il en résulte que l'équation (10) n'est donc pas rigoureuse, mais qu'il existe une force de freinage agissant sur l'électron égale à $-\frac{2e^2}{3} \dot{x}^2$.

L'équation (10) doit donc subir une correction et s'écrire

$$m \frac{dx}{dt} = -Kx - \frac{2e^2}{3} \dot{x}^2$$

La solution de l'équation (11) s'obtient

$$(74) \quad x = \frac{Kx_0}{\omega_H^2} e^{-\frac{\gamma}{2} t} \left[\sin \omega_H t + \gamma (1 - \cos \omega_H t) \right] + \frac{Kx_0}{\omega_H^2} \omega_H t,$$

$$(75) \quad \dot{x} = \frac{Kx_0}{\omega_H^2} \left[-\frac{\gamma}{2} \left(\sin \omega_H t + \gamma (1 - \cos \omega_H t) \right) + \omega_H \left(1 - \frac{\gamma}{2} t \right) \right] + \gamma \cos \omega_H t + \gamma \sin \omega_H t + \omega_H,$$

en posant

$$\gamma = \frac{2e^2 \omega_H^2}{3m}$$

supposé très petit devant 1.

Posons $\omega_H t = \frac{\pi}{2} + \pi$. On trouve que $\dot{x}' = 0$ si

$$\omega_H t = \frac{\pi}{2} + \pi$$

La vitesse x' devient donc nulle pour une valeur de $\omega_H t$ légèrement supérieure à π et telle que

$$\omega_H t = \pi + \frac{1 + \gamma}{2\omega_H}$$

Pour $\omega_H t = \pi$ on trouve une vitesse

$$x = \frac{K}{\omega_H^2} e^{-\frac{\gamma}{2} t} \left(1 - \frac{\gamma}{2} t \right) + \frac{K}{\omega_H^2}$$

On a vu que dans l'anneau la densité de charge d'espace devenait infinie lorsque $\omega_H t$ était égale à π . D'après ce que l'on vient de montrer, la densité de charge d'espace ne tend donc pas vers l'infini mais vers une valeur limite $\rho_{\max}$ qui est

$$(76) \quad \rho_{\max} = \frac{i_{rc}}{Kx} = \frac{i_{rc}}{1,2 Kx} \frac{3 \omega_H m c^2}{2 e^2}$$

$\rho_{\max}$ est la valeur maxima de la charge d'espace

obtenue pour $r = r_1$. Les valeurs de la charge d'espace ρ données par l'équation (56) doivent donc subir la correction précédente.

CHAPITRE V.

ÉQUILIBRE DE L'ÉLECTRON DANS L'ANNEAU.

Nous allons étudier la stabilité du mouvement des électrons, lorsqu'ils atteignent l'anneau, c'est-à-dire lorsque $\varphi = \varphi_1 = \pi$.

Nous négligerons dans le calcul actuel les corrections indiquées au chapitre précédent.

Nous considérons les équations générales (1) et (8); l'équation (5 a) montre que lorsque l'accélération radiale r'' est nulle, l'équation du mouvement de l'électron dans l'anneau est

$$-r_1 \theta_1'^2 + r_1 \theta_1' \omega_H = 0$$

La vitesse radiale et l'accélération tangentielle sont nulles également. Il en résulte que la force magnétique $eHr_1 \theta_1'$ est alors dirigée vers la cathode, la force eE est radiale, elle aussi, mais dirigée vers l'anode. L'électron se trouve donc être en équilibre sous l'action de ces forces, $r_1 \theta_1'$ étant la force centrifuge. Nous allons montrer que cet équilibre est un équilibre stable.

Supposons donc qu'un électron soit soumis à une variation de l'accélération radiale $\Delta r''$; il est alors écarté de sa position d'équilibre d'une distance Δr .

D'après l'équation

$$r'' = r \theta' (\theta' - \omega_H) = \alpha E,$$

il en résulte une variation de la vitesse angulaire θ' et l'équation précédente s'écrit alors

$$(76) \quad \Delta r'' + \Delta r \frac{\omega_H^2}{4} \left[1 + 3 \frac{r_1^2}{r_1^2} \right] = \alpha \Delta E_1.$$

Nous avons vu que le champ électrique entre l'anneau électronique et l'anode peut être assimilé en première approximation à celui d'un conducteur cylindrique.

Le calcul donne alors

$$\Delta E = \frac{E_1}{r_1} \left(\frac{1}{\log \frac{r_a}{r_1}} - 1 \right) \Delta r.$$

L'équation (76) s'écrit

$$\Delta r'' + \Delta r \left[\omega_H^2 - \frac{\alpha E_1}{r_1} \left(2 + \frac{1}{\log \frac{r_a}{r_1}} \right) \right] = 0,$$

d'où

$$(77) \quad \Delta r = A \cos \omega t,$$

avec

$$(78) \quad \omega^2 = \omega_H^2 - \frac{\alpha E_1}{r_1} \left(2 + \frac{1}{\text{Log} \frac{r_a}{r_1}} \right).$$

L'équation (77) montre que l'équilibre autour de l'anneau est un équilibre stable.

L'électron peut osciller librement autour de sa position d'équilibre à la fréquence $f = \frac{\omega_H}{2\pi}$.

L'expression précédente montre que la fréquence d'oscillation propre dépend à la fois du champ magnétique et de la tension. Pour les tensions pratiquement utilisées le terme correctif proportionnel à la tension anodique est petit devant le terme principal ω_H^2 , la fréquence limite est alors

$$f = \frac{\omega_H}{2\pi} = - \frac{1}{2\pi} \frac{eH}{m}.$$

Contrairement aux formules vues jusqu'ici, la formule (78) n'est valable que pour le magnétron coaxial théorique; dans les magnétrons multicavités, les fréquences d'oscillation dépendent du mode d'oscillation des cavités.

Nous donnerons dans la deuxième partie de cette étude les formules de la variation de ω_H en fonction du potentiel anodique V_0 pour des magnétrons multicavités, formules obtenues par le calcul des fréquences de résonance de la charge d'espace.

CONCLUSION.

Nous nous étions proposé au début de ce chapitre de calculer la répartition de la densité de charge d'espace dans le magnétron à l'état bloqué. Nous y sommes parvenus en considérant les deux parties distinctes du mouvement d'un électron, ce qui nous a permis d'effectuer dans les calculs certaines simplifications. En considérant les pertes par rayonnement des électrons circulant dans l'espace inter-électrodes, nous avons pu raccorder les deux parties du mouvement de ces électrons et ainsi obtenir la répartition de la charge d'espace de la cathode à l'anode. En réalité comme nous l'avons signalé, le calcul développé au chapitre III ne permet pas de déterminer rigoureusement la densité de charge au voisinage de l'anode, il permet cependant d'obtenir la courbe représentative de la variation de la densité ρ en fonction du rayon près de l'anneau d'électrons, courbe qui montre la rapidité avec laquelle la densité de charge diminue lorsque les

électrons s'éloignent de l'anneau à l'anode. On peut donc en conclure que sur l'anode la densité ρ est très faible.

En résumé la courbe $\rho = f(r)$ a donc qualitativement l'allure indiquée par la figure 14.

Cette courbe est tracée à partir des courbes des figures 9 et 12 et des résultats du chapitre V.

Le calcul montre que les valeurs de $\rho_{\min}$ au point A et de $\rho_{\max}$ au point B sont telles que le rapport $\frac{\rho_{\max}}{\rho_{\min}}$ est de l'ordre de 10^4 .

Nous avons montré au chapitre III qu'un électron arrivé au niveau de l'anneau devait ensuite s'en éloigner animé d'un mouvement variant exponentiellement en fonction du temps [équat. (70)], puis

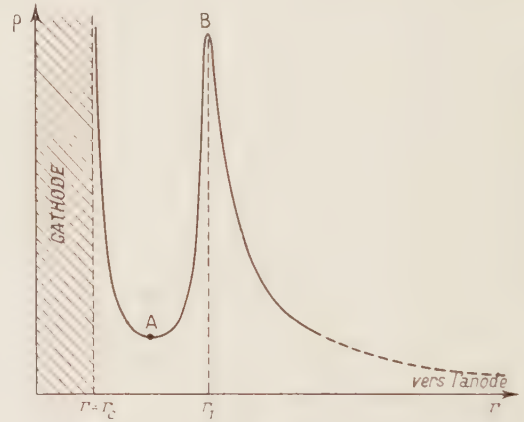


Fig. 14.

atteindre l'anode. Il en résulterait que tous les électrons qui quittent la cathode devraient atteindre l'anode. En réalité il en est autrement; nous avons en effet négligé dans l'étude précédente les forces de répulsion de Coulomb entre électrons qui tendent à élargir l'anneau, et l'action de l'anneau lui-même sur les électrons qui s'en rapprochent venant de la cathode. Cet anneau, en effet, fortement négatif, produit un champ de freinage qui tend à ramener les électrons sur la cathode; il en résulte qu'un grand nombre de ceux-ci décrivent des trajectoires ayant une forme approchée de cycloïde avant de retourner sur la cathode. Ils contribuent néanmoins, dans une certaine proportion à former l'anneau, mais ce sont les électrons les plus rapides qui peuvent continuer leur course jusqu'à l'anode. Il y a ainsi coexistence des deux états S et D mentionnés au début de cette étude. Cependant la conséquence fondamentale de cette théorie est bien que la charge d'espace à l'intérieur du magnétron en régime bloqué prend la forme d'un anneau d'électrons, et fait essentiel, que cet anneau est extrêmement

mince. Cette dernière remarque est très importante car elle permet de représenter le magnétron en fonctionnement statique, comme constitué par ses deux électrodes concentriques, et entre eux, proche de la cathode, un cylindre infiniment mince, formé par la presque totalité des électrons circulant dans l'espace interélectrodes (*fig. 15*).

Cette conception servira de point de départ à la théorie en régime dynamique exposée dans la deuxième partie; en effet, tous les mouvements des électrons sous des actions extérieures seront considérés comme prenant naissance à partir de l'anneau infiniment mince; c'est-à-dire que les électrons utiles seront supposés être tous situés sur le cylindre de rayon $r = r_1$.

Dans le dernier chapitre nous avons montré que l'équilibre d'un électron sur l'anneau était stable, l'électron ayant la possibilité d'osciller. Il en résulte que si la force d'origine électrique qui a écarté un électron de sa position d'équilibre, est entretenue et sinusoïdale, une véritable résonance électronique peut prendre naissance lorsque la pulsation propre de l'anneau, voisine de ω_0 , devient égale à la pulsation ω de la force perturbatrice. On conçoit que même si l'amplitude de cette force reste faible, le

mouvement des électrons puisse prendre une grande amplitude.

Nous étudierons dans la deuxième partie de cet

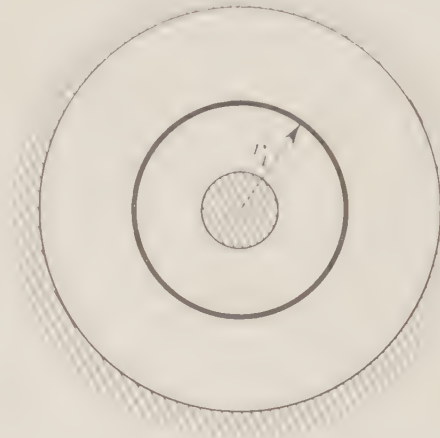


Fig. 15.

exposé, les fréquences de résonance de l'anneau électronique sous l'action d'une onde électromagnétique de haute fréquence.

DEUXIÈME PARTIE.

ÉTUDE DES FRÉQUENCES DE RÉSONANCE DE LA CHARGE D'ESPACE DU MAGNÉTRON A CAVITÉS.

Dans la première partie de cette étude nous avons cherché quelle était la répartition de la densité de charge d'espace dans un magnétron à l'état bloqué. Nous ne nous sommes alors intéressés qu'au problème statique et avons traité le cas du magnétron coaxial. Nous allons maintenant considérer, dans cette seconde partie, un magnétron à cavités et étudier les phénomènes qui prennent naissance lors de l'interaction d'une onde de haute fréquence incidente produite par une source auxiliaire avec les électrons circulant dans l'espace interélectrodes. Cette seconde partie traitera donc de l'étude dynamique du magnétron.

Ayant tout d'abord rappelé l'hypothèse de base de cette théorie, nous établirons les formules permettant de calculer les fréquences de résonance de la charge d'espace en fonction du mode d'oscillation des cavités du magnétron, du champ magnétique continu et de la tension appliquée entre l'anode et la cathode de la lampe. Nous décrirons ensuite les expériences qui ont été effectuées dans le but de vérifier les formules obtenues et d'une façon plus générale, les hypothèses émises dans cet exposé.

La théorie et les expériences ont été faites pour des magnétrons à cavités sectoriales dont l'utilisation se généralise de plus en plus. Toutefois, les résultats obtenus restent absolument valables pour des cavités de forme quelconque.

CHAPITRE I.

CALCUL DES FRÉQUENCES DE RÉSONANCE.

a. Hypothèse de base.

Le résultat théorique de l'étude statique de la lampe est, comme nous l'avons vu, que les électrons sont concentrés en un anneau de très forte densité électronique. L'hypothèse que nous faisons donc maintenant et qui servira de point de départ à la théorie dynamique est que tous les électrons circulant entre l'anode et la cathode du magnétron, se trouvent situés sur cet anneau infiniment mince, concentrique à la cathode de rayon $r = r_1$, r_1 ayant été déterminé dans la première partie. Nous supposons donc qu'il n'y a pas d'électrons ailleurs, soit entre la cathode et l'anneau, soit entre l'anneau et l'anode. Nous admettons que le champ électrostatique qui existe

entre cet anneau et le cylindre anodique peut se déduire comme nous l'avons déjà signalé, de celui d'un condensateur cylindrique dont les électrodes seraient l'anode et le cylindre de rayon $r = r_1$. Nous reviendrons ultérieurement sur cette question et calculerons le champ existant réellement sur le bord extérieur de l'anneau d'électrons. Lorsqu'une onde électromagnétique incidente pénètre dans le magnétron, par l'intermédiaire d'une cavité, il existe dans l'espace interélectrodes un champ électromagnétique de haute fréquence, dont la répartition dépend de la structure de l'anode et du mode d'oscillation des cavités. Ce champ électromagnétique agit sur les électrons en les écartant de leur position d'équilibre sur l'anneau. Les phénomènes que nous nous proposons d'étudier restent visibles lorsque les amplitudes des composantes électrique et magnétique du champ de haute fréquence deviennent très petites devant les amplitudes du champ électrostatique et du champ magnétique continu; il en résulte que l'amplitude du mouvement de haute fréquence de l'électron près de l'anneau est très petite vis-à-vis du rayon de cet anneau.

Nous avons vu qu'un phénomène de résonance peut prendre naissance lorsque la fréquence d'oscillation d'un électron sur l'anneau devient égale à la fréquence de l'onde électromagnétique; l'amplitude du mouvement oscillatoire de l'électron croît alors fortement.

Nous allons chercher les valeurs de la fréquence de l'onde incidente qui, en fonction du mode d'oscillation des cavités, de la tension anodique et du champ magnétique continu rendent cette amplitude maxima. Les valeurs ainsi trouvées donneront la fréquence de résonance de la charge d'espace.

b. Détermination des formules.

Considérons, (*fig. 16*), un magnétron à N cavités sectoriales. Appelons ξ l'amplitude du mouvement radial de haute fréquence qui prend naissance à partir de l'anneau sous l'action d'une onde électromagnétique incidente et ψ' la variation de la vitesse angulaire de l'électron, θ'_1 étant sa vitesse angulaire sur l'anneau. On sait que dans ce magnétron règne un champ électromagnétique défini par une série de modes

$$\gamma = n + mN$$

(m variant de zéro à l'infini); la valeur du champ pour le mode γ est en fonction de l'angle θ , donné par une expression de la forme

$$E = E_0 r^{-\gamma} e^{i\gamma\theta}.$$

Les amplitudes complexes des composantes électriques et magnétiques du champ de haute fréquence sont données par les équations (1)

prépondérant, nous négligerons les différents harmoniques et prendrons $\gamma = n$.

D'après notre hypothèse de base, la quantité :

$$(1) \quad \begin{cases} \mathcal{E} = E_0 e^{-i\gamma\theta} = \frac{N\theta_0 E_0}{\pi} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{\sin \gamma\theta_0}{\gamma\theta_0} \left(\frac{r_a}{r}\right)^{\gamma-1} \left| \frac{1 - \left(\frac{r_c}{r}\right)^{\gamma}}{1 - \left(\frac{r_c}{r_a}\right)^{\gamma}} \right| e^{-i\gamma\theta}, \\ \mathcal{E} = E_r e^{-i\gamma\theta} = i \frac{N\theta_0 E_0}{\pi} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{\sin \gamma\theta_0}{\gamma\theta_0} \left(\frac{r}{r_a}\right)^{\gamma-1} \left| \frac{1 + \left(\frac{r_c}{r}\right)^{\gamma}}{1 - \left(\frac{r_c}{r_a}\right)^{\gamma}} \right| e^{-i\gamma\theta}, \\ \mathcal{H} = H_z e^{-i\gamma\theta} = i \frac{N\theta_0 E_0}{c\pi} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{\sin \gamma\theta_0}{\gamma\theta_0} \frac{h r}{\gamma} \left(\frac{r}{r_a}\right)^{\gamma} \left| \frac{1 - \left(\frac{r_c}{r}\right)^{\gamma}}{1 - \left(\frac{r_c}{r_a}\right)^{\gamma}} \right| e^{-i\gamma\theta}. \end{cases}$$

En désignant par θ_0 l'angle d'ouverture d'une cavité et E_0 l'amplitude du champ électrique de

est un infiniment petit par rapport à r_1 . Nous négligerons donc les termes en $\frac{\xi^2}{r_1^2}$ devant l'unité.

Abordons maintenant le problème du fonctionnement dynamique; c'est-à-dire qu'en plus des forces continues appliquées aux électrons circulant sur l'anneau, nous considérons des forces alternatives de haute fréquence, eE_r , eE_θ et evH_z , v étant la vitesse d'un électron, vitesse très faible par rapport à la vitesse de la lumière c .

D'après les équations (1), le rapport de la force d'origine magnétique evH_z avec les forces d'origine électrique eE_r ou eE_θ est de l'ordre de $\frac{v}{c}$, rapport extrêmement faible. Nous négligerons donc dans cette étude la force magnétique de haute fréquence.

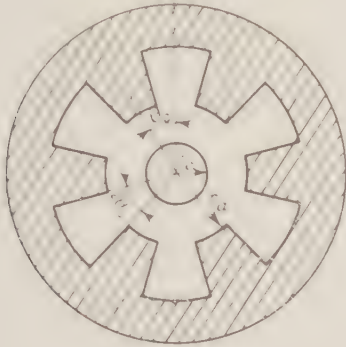


Fig. 16.

haute fréquence à l'embouchure de la cavité (fig. 17), γ est défini par $\gamma = n + mN$, m étant un entier quelconque et

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi f}{c} = \frac{\omega}{c},$$

f étant la fréquence de l'onde.

Nous voyons que les composantes du champ électromagnétique à l'intérieur de l'espace inter-électrodes dépendent du mode n et de l'angle θ par le facteur $e^{-i\gamma\theta}$. Il en résulte que la position de l'électron dépendra également du mode d'oscillation.

Cette position sera donc définie par les coordonnées r et θ telles que

$$(2) \quad \begin{cases} r = r_1 + \xi e^{-in\theta}, \\ \theta = \theta_1 + \psi e^{-in\theta}. \end{cases}$$

Le mode fondamental (obtenu pour $m = 0$) étant

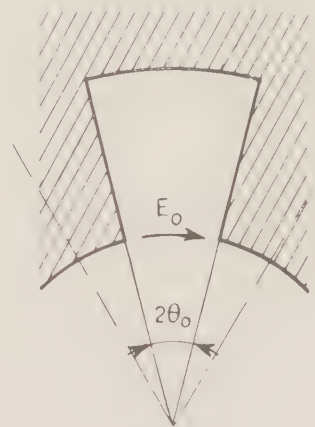


Fig. 17.

Les équations du mouvement d'un électron dans le magnétron ont déjà été écrites dans la première partie [équat. (5) à (8)]. Nous les écrirons à nouveau maintenant sous leur forme la plus générale,

(1) Ces formules sont empruntées au livre *Microwave magnetrons*, de G. B. COLLINS, p. 74.

c'est-à-dire avec les termes de haute fréquence

$$(3) \quad r'' - r\theta'(\theta' - \omega_H) = \alpha E + \alpha E_r e^{i(\omega t - n\theta)},$$

$$(4) \quad r\theta'' + r'(2\theta' - \omega_H) = \alpha E_\theta e^{i(\omega t - n\theta)}.$$

Nous savons que, sur l'anneau, l'équation de l'équilibre du mouvement de l'électron s'écrit

$$(5) \quad -r_1\theta'_1(\theta'_1 - \omega_H) = \alpha E_1.$$

En effet, cette équation est obtenue à partir de l'équation (3) dans laquelle $r'' = 0$.

E_r est évidemment nul, puisque l'équation (5) est relative au problème statique, dans lequel accélération et vitesse initiales sont nulles; r'' et r' sont alors nulles en même temps.

D'après l'hypothèse de base, on a

$$E_1 = \frac{-V_a}{r_1 \text{Log} \frac{r_a}{r_1}} \neq \frac{-V_a}{r_c \text{Log} \frac{r_a}{r_c}}$$

lorsque l'électron s'écarte de la distance ξ de l'anneau, le champ électrostatique varie lui aussi et s'écrit, compte tenu des équations (2),

$$(6) \quad E = E_1 \left[1 + \left(\frac{1}{\text{Log} \frac{r_a}{r_1}} - 1 \right) \frac{\xi}{r_c} e^{-in\theta} \right].$$

Écrivons les équations (3) et (4), compte tenu des équations (2), (5) et (6); on obtient, après élimination des termes continus,

$$(7) \quad \xi'' - 2in\theta'_1\xi' - \xi \left[n^2\theta_1'^2 + \theta_1'(\theta_1' - \omega_H) + \frac{\alpha E_1}{r_c} \left(\frac{-1}{\text{Log} \frac{r_a}{r_1}} - 1 \right) \right] - r_c\theta_1'(\theta_1' - \omega_H) = \alpha E_r e^{i\omega t},$$

$$(8) \quad r_c(\psi'' - in\psi'\theta_1') + (2\theta_1' - \omega_H)(\xi' - in\theta_1'\xi) = \alpha E_\theta e^{i\omega t}.$$

L'équation (8) s'intègre immédiatement en multipliant les deux membres par $e^{-in\theta_1't}$.

On obtient

$$(9) \quad r_c\psi' e^{-in\theta_1't}(\theta_1' - \omega_H) \neq i \frac{\alpha E_\theta e^{i\omega t}}{n\theta_1' - \omega}.$$

L'équation (7) s'écrit alors, compte tenu de (9),

$$(10) \quad \xi'' - 2in\theta_1'\xi' - \xi \left[n^2\theta_1'^2 + \theta_1'(\theta_1' - \omega_H) + \frac{\alpha E_1}{r_c} \left(\frac{1}{\text{Log} \frac{r_a}{r_1}} - 1 \right) \right] (\theta_1' - \omega_H) = \left[\alpha E_r + i \frac{2\theta_1' - \omega_H}{n\theta_1' - \omega} \alpha E_\theta \right] e^{i\omega t}.$$

Cherchons pour ξ une solution de la forme $Ae^{i\omega t}$. Le calcul montre que l'on obtient l'expression de ξ à partir de laquelle nous allons calculer les fréquences de résonance

$$(11) \quad \xi = \frac{-1}{(n\theta_1' - \omega)^2 - \omega_H^2 + \frac{\alpha E_1}{r_c} \left(2 + \frac{1}{\text{Log} \frac{r_a}{r_c}} \right)} \times \left[\alpha E_r + i \frac{2\theta_1' - \omega_H}{n\theta_1' - \omega} \alpha E_\theta \right].$$

Nous voyons que ceci a lieu lorsque les dénominateurs de l'expression de ξ s'annulent; on a

$$(n\theta_1' - \omega)^2 - \omega_H^2 + \frac{\alpha E_1}{r_c} \left(2 + \frac{1}{\text{Log} \frac{r_a}{r_c}} \right) = 0,$$

qui s'écrit

$$(n\theta_1' - \omega) = \pm \omega_H \left[1 - \frac{\alpha E_1}{\omega_H^2 r_c} \left(1 + \frac{1}{\text{Log} \frac{r_a}{r_c}} \right) \right]$$

et

$$\theta_1' - \frac{\omega}{n} = 0.$$

Nous obtiendrons donc trois expressions donnant les vitesses angulaires des électrons θ_1' pour lesquelles les phénomènes de résonance sont possibles. Ces conditions sont

$$(12) \quad \theta_1' - \frac{\omega}{n} = -\frac{\omega_H}{n} \left[1 - \frac{\alpha E_1}{\omega_H^2 r_c} \left(1 + \frac{1}{\text{Log} \frac{r_a}{r_c}} \right) \right],$$

$$(13) \quad \theta_1' - \frac{\omega}{n} = +\frac{\omega_H}{n} \left[1 - \frac{\alpha E_1}{\omega_H^2 r_c} \left(1 + \frac{1}{\text{Log} \frac{r_a}{r_c}} \right) \right],$$

$$(14) \quad \theta_1' - \frac{\omega}{n} = 0.$$

$\frac{\omega}{n}$ représente la vitesse de rotation, c'est-à-dire la vitesse de phase de l'onde à l'intérieur de la lampe.

Dans l'expression (12),

$$\theta_1' - \frac{\omega}{n} < 0,$$

La vitesse angulaire des électrons est inférieure à celle de l'onde, ils sont donc en retard de phase par rapport aux composantes des champs électriques.

Au contraire, dans l'expression (13) où

$$\theta_1' - \frac{\omega}{n} > 0$$

les électrons tournent plus vite que l'onde; ce sont les composantes des champs qui sont en retard de phase sur les électrons.

Dans l'expression (14), ondes et électrons restent rigoureusement en phase.

Comme nous l'avons dit, ces valeurs de θ'_1 , sont les valeurs des vitesses angulaires que doivent avoir les électrons pour qu'ils puissent entrer en résonance avec l'onde incidente.

Considérons maintenant quelle est la vitesse angulaire des électrons dans l'anneau. Leur équation d'équilibre est ici l'équation (5) qui fournit pour θ'_1 les deux solutions

$$(15) \quad \theta'_1 = \theta'_a = \frac{\alpha E_1}{\omega_H r_1} \mp \frac{\alpha E_1}{\omega_H r_c},$$

$$(16) \quad \theta'_1 = \theta'_b = \omega_H - \frac{\alpha L_1}{\omega_H r_1} \mp \omega_H - \frac{\alpha L_1}{\omega_H r_c}.$$

Éliminons θ'_1 entre les équations (12), (13) et (14) et les équations (15) et (16).

La valeur de θ'_1 donnée pour l'équation (15) portée dans les équations (12), (13) et (14) ne fournit qu'une seule solution physiquement possible, solution (17) tirée de l'équation (12):

L'équation (16) fournit trois solutions; une solution physiquement possible avec chacune des équations (12), (13) et (14).

Les solutions obtenues sont alors les suivantes, en rappelant que $-\alpha$ est positif :

$$(17) \quad \omega = \omega_H - \frac{\alpha E_1}{\omega_H r_c} \left[1 + \frac{1}{2 \text{Log} \frac{r_a}{r_c}} - n \right],$$

$$(18) \quad \omega = (n+1)\omega_H - \frac{\alpha E_1}{\omega_H r_c} \left[1 + \frac{1}{2 \text{Log} \frac{r_a}{r_c}} + n \right],$$

$$(19) \quad \omega = (n-1)\omega_H + \frac{\alpha E_1}{\omega_H r_c} \left[1 + \frac{1}{2 \text{Log} \frac{r_a}{r_c}} - n \right],$$

avec $n = 2,$

$$(20) \quad \omega = n\omega_H - \frac{n\alpha E_1}{\omega_H r_c}.$$

Les fréquences de résonance données par les formules (17) et (18) sont donc relatives à des électrons en retard de phase sur l'onde $\theta'_1 - \frac{\omega}{n} < 0$.

Les fréquences définies par les équations (19) et (20) correspondent respectivement à des électrons en avance et en phase avec l'onde.

Nous remarquons que la formule (17) est différente des trois autres; en effet, dans cette formule, seul le terme indépendant de V_a est aussi indépendant du mode n ; cela tient à ce que c'est la seule formule qui ait été obtenue à partir de l'équation (15), $\theta'_1 = \theta'_a$ peut devenir aussi petite que l'on veut si E_1 tend vers zéro; $\frac{\omega}{n}$ ayant une valeur constante,

l'élimination de θ' entre l'équation (15) et les équations (12), (13) et (14) ne peut donner que des solutions pour lesquelles les électrons tournent moins vite que l'onde.

Si nous faisons dans la formule (17), $n = 0$, on trouve l'expression donnée dans la première partie pour la fréquence de résonance du magnétron coaxial (1.78).

Rappelons cette expression

$$(21) \quad \omega_0 = \omega_H - \frac{1}{2 \text{Log} \frac{r_a}{r_c}} \left[1 - \frac{1}{2 \text{Log} \frac{r_a}{r_c}} \right].$$

En effet, le mode $n = 0$ est bien celui d'une propagation de l'onde dans un coaxial; $n = 0$ entraîne $N = 0$, c'est-à-dire pas de cavités. Reprenons cependant la vitesse de rotation $\frac{\omega}{n}$, de l'onde dans un magnétron multicavités; pour le magnétron coaxial, elle devient infinie, ce qui signifie que l'onde est de révolution et qu'à un instant donné dans un plan de section droite, le champ électrique conserve partout la même phase. Il est bien évident que les électrons gardant une vitesse finie, l'on a donc

$$\theta'_1 - \frac{\omega}{n} > 0.$$

Ainsi, seules parmi les solutions du magnétron multicavités, celles obtenues à partir de l'équation (12) permettront de retrouver, en faisant $n = 0$, les formules relatives au magnétron coaxial. En effet, on retrouve l'équation (21) en faisant $n = 0$ dans (18); mais (19) et (20) donnent alors des solutions sans signification physique.

Reprenons les équations (17) et (21). L'analogie entre ces deux équations est tout à fait remarquable et est la conséquence d'une analogie des phénomènes. Les résonances exprimées par les formules (18), (19) et (20) correspondent à des phénomènes physiquement différents des précédents.

En effet, seule des quatre équations (17) à (20) l'équation (17) a été obtenue à partir de la valeur θ'_a donnée par l'équation (15), comme d'ailleurs l'équation (21).

Or, le calcul montre que pour les tensions anodiques de l'ordre de 100 V, $\theta'_a \neq 2.10^8$. La valeur θ'_a croît avec la tension anodique et est donnée par l'équation des forces vives. A l'état statique, les électrons tournent dans l'anneau à la vitesse θ'_a définie par l'équation (15). Ces électrons sont alors en équilibre sous l'action de la force électrique et de la force magnétique; la force centrifuge est petite devant chacune de ces forces. Dans ces mêmes

conditions, il n'existe aucun électron tournant dans l'anneau à la vitesse θ'_b définie par l'équation (16); en effet $\theta'_b \neq \omega_H = 2,10^{10}$. Cette vitesse de rotation est 100 fois plus grande que celle définie par l'équation (15), et il n'y a pas possibilité pour les électrons d'acquiescer sous la seule action du champ électrostatique une énergie cinétique suffisante pour être animés d'une telle vitesse de rotation. D'autre part, lorsque la tension anodique diminue, cette vitesse de rotation tend vers une valeur limite qui est ω_H lorsque la tension anodique est nulle.

En signalant qu'il n'existe pas de tels électrons, nous voulons indiquer que les électrons de l'anneau tournent sous l'action des forces électrostatiques à la vitesse θ'_a , mais qu'il y a possibilité pour des électrons accélérés par une cause extérieure de tourner eux aussi, tout en restant en équilibre sur l'anneau, à la vitesse θ'_b et d'entrer alors en résonance avec l'onde de pulsation ω conformément aux formules (18), (19) et (20).

Nous avons indiqué que les électrons devaient être accélérés par un moyen quelconque; par exemple par un champ électrique parallèle à leur vecteur vitesse, c'est-à-dire tangent à leur trajectoire. Un tel champ électrique existe à l'embouchure des cavités du magnétron. En effet, dans le magnétron multicavités, le champ électrique de haute fréquence a une composante tangentielle et une composante radiale; la composante radiale n'agit pas sur la vitesse angulaire des électrons; par contre, le champ électrique tangentiel est capable d'augmenter considérablement leur vitesse de rotation, de façon que θ'_i devienne égal à θ'_b . Par suite de l'augmentation de la vitesse tangentielle des électrons la force centrifuge qui varie comme θ'^2_i a augmenté beaucoup plus que la force magnétique qui varie seulement comme θ'_i . Il en résulte que c'est entre la force centrifuge et la force magnétique que l'équilibre sur l'anneau est alors réalisé, chacune de ces forces étant maintenant beaucoup plus grande que la force électrique. Nous faisons l'hypothèse que la structure et les dimensions de l'anneau ne sont pas différentes à la fin de l'accroissement de vitesse des électrons de ce qu'elles étaient avant l'introduction d'un champ électrique de haute fréquence. Nous ne nous intéresserons pas au phénomène transitoire durant lequel la vitesse angulaire passe de la valeur θ'_a à θ'_b .

Nous admettons donc que E_1 et r_1 restent constants, et que c'est dans ces conditions qu'ont lieu les phénomènes de résonance dont les fréquences sont définies par les équations (18), (19) et (20).

D'après ce qui précède, si dans un magnétron coaxial, il n'y a qu'une seule fréquence de résonance,

c'est donc parce que le champ électrique est uniquement radial et que les électrons ne peuvent tourner qu'à la vitesse θ'_a .

Dans le magnétron à cavités, une fréquence de résonance due principalement à la composante radiale a lieu pour les électrons tournant à la vitesse θ'_b . Trois autres fréquences de résonance dues principalement à la composante tangentielle E_θ ont lieu pour des électrons tournant à la vitesse θ'_b , électrons accélérés justement par cette composante tangentielle.

Nous appellerons le phénomène de résonance de la charge spatiale du magnétron coaxial « résonance radiale fondamentale ». Les termes ω_H et $1 + \frac{1}{\log \frac{r_a}{r_c}}$ étant des termes « radiaux ».

Nous appellerons « terme tangentiel » les termes contenant n .

Considérons à nouveau l'expression (17) que nous écrirons

$$\omega = \omega_1 = \omega_H - \frac{2E_1}{\omega_H r_c} \left[1 + \frac{1}{\log \frac{r_a}{r_c}} \right] + n \frac{2E_1}{\omega_H r_c}.$$

Lorsque la tension anodique devient nulle, la fréquence de résonance tend vers la valeur limite $f = \frac{\omega_H}{2\pi}$, terme uniquement radial. L'expression de ω contient cependant un terme tangentiel qui n'apparaît qu'avec la tension anodique. Ceci tient au fait que le champ électrique de haute fréquence tangentiel est nul sur la cathode [équat.(1)]. Lorsque la tension anodique croît, les électrons en s'éloignant de la cathode traversent des zones où la composante E_θ n'est plus nulle, d'où apparition du « terme tangentiel » avec la tension.

Comme nous l'avons signalé, θ'_a est ici beaucoup plus petite que ω_H ou $\frac{\omega}{n}$, environ 100 fois plus petite.

Les électrons tournent donc beaucoup moins vite que l'onde et ils resteront devant une cavité, par exemple, suffisamment longtemps pour voir le champ électrique changer plusieurs fois de phase.

L'anneau d'électrons aura la forme représentée sur la figure 18,



est la fréquence du mouvement sinusoïdal de l'électron autour de l'anneau statique. Calculons le nombre de bosses que présente l'anneau. L'onde tourne à la vitesse $\frac{2\pi}{n}$, et la structure du champ électromagnétique se retrouve identiquement la même

chaque fois que l'onde a tourné d'un angle 2π , c'est-à-dire au bout d'un temps $T_0 = \frac{2\pi}{\omega}$.

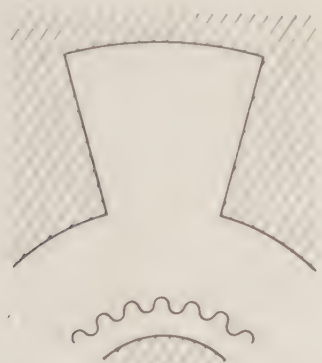


Fig. 18.

L'électron pour tourner d'un angle $\frac{2\pi}{\omega}$ met un temps

$$T = \frac{2\pi}{\omega}$$

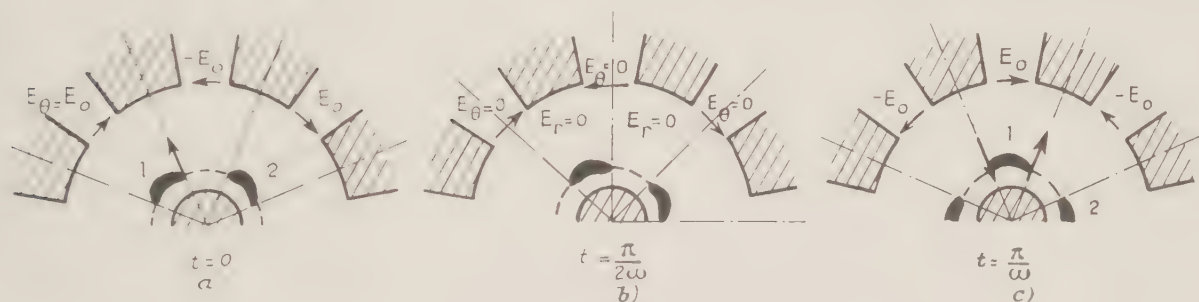


Fig. 19.

Le nombre de bosses et de creux de l'anneau est alors

$$\mathcal{N} = \frac{T_0}{T} = \frac{\omega}{\omega_0}$$

Nous voyons que le nombre $\mathcal{N}$ augmente lorsque la vitesse angulaire diminue, c'est-à-dire lorsque la tension anodique diminue. En effet, les électrons restent plus longtemps dans la même zone, tournant moins vite.

Le fait que $\mathcal{N}$ peut ne pas être un nombre entier, lorsque la tension anodique augmente, tient au fait que ondes et électrons sont déphasés l'un par rapport à l'autre. Lorsque l'anneau avec ses $\mathcal{N}$ bosses et creux a tourné d'un angle égal à 2π , la phase du champ électromagnétique a tourné pendant ce temps d'un certain angle. Ce n'est que lorsque cet

angle est un multiple exact de 2π que $\mathcal{N}$ est un nombre entier.

Dans un magnétron coaxial, les électrons décrivent des trajectoires sinusoïdales analogues, mais l'anneau dans son ensemble garde sa forme cylindrique sans présenter d'ondulations; en effet, le champ électrique gardant à chaque instant la même phase dans tout le plan de section droite, l'anneau se dilate et se rétrécit à la fréquence $f = \frac{\omega}{2\pi}$ déterminée par l'équation (21).

Nous voyons sur les formules (17) et (21) que lorsque la tension anodique augmente, la fréquence de résonance radiale diminue. Cela tient au fait qu'en s'éloignant de la cathode, l'électron allant plus vite, parcourt dans le même temps $T = \frac{2\pi}{\omega}$ une distance plus grande; la période de son oscillation de haute fréquence autour de l'anneau va donc croître, sa fréquence diminuer.

Étudions maintenant les trois formules (18), (19) et (20). Les phénomènes de résonance ainsi déterminés n'existent que si les électrons sont accélérés par le champ électrique tangentiel. Au début, lorsque le champ électrique est dirigé en sens

inverse du mouvement des électrons, ceux-ci sont d'abord freinés, mais leur vitesse devenant faible par rapport à la vitesse de phase $\frac{\omega}{k}$ de l'onde, ils ne se sont que très peu déplacés lorsque le champ électrique redevient pour eux accélérateur. Il se produit alors dans l'espace interélectrodes un phénomène de modulation de vitesse qui vient se superposer à l'action du champ électrique radial.

Considérons pour commencer la dernière formule (20). Les électrons sont rigoureusement en phase avec l'onde, puisqu'ils tournent à la même vitesse. Ici, ceux qui sont accélérés restent « accrochés » au champ électrique tangentiel, et les électrons se trouvent groupés en petits paquets traversant les zones du champ radial lorsque celui-ci est nul. La figure 19 montre, lorsque le mode d'oscillation

des cavités est le mode π , le déplacement des paquets d'électrons durant une demi-période d'oscillation de l'onde.

Le nombre de bosses de l'anneau est ici

$$\mathcal{N} = \frac{\omega}{\omega_0} = n.$$

Dans le cas du mode π , où $n = \frac{\lambda}{2}$,

$$\mathcal{N} = \frac{\lambda}{2}.$$

La figure 20 représente d'une façon très schématique comment l'anneau d'électrons en régime

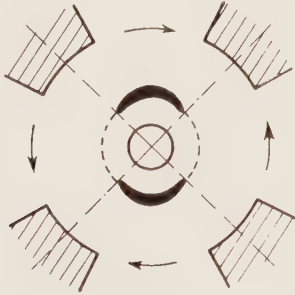


Fig. 20.

statique se modifie sous l'action du champ de haute fréquence.

Une des conclusions importantes de l'étude de cette résonance est que le champ électrique radial n'a aucune influence sur la valeur de la fréquence de résonance de la charge d'espace.

En examinant la formule (11), nous constatons, en effet, que la fréquence de résonance définie par $\theta' - \frac{\omega}{n} = 0$ est uniquement relative à la composante E_θ . C'est pour cette raison que nous appellerons ce phénomène « la résonance tangentielle fondamentale » et nous appellerons ω_T la pulsation correspondante.

Les trois autres phénomènes de résonance, caractérisés par l'équation

$$(n\theta' - \omega)^2 - \omega_H^2 + \frac{\alpha E_1}{r_1} \left(2 + \frac{1}{\text{Log} \frac{r_a}{r_1}} \right) = 0$$

sont relatifs, toujours d'après l'équation (11), à la fois au champ radial et au champ tangentiel. Nous avons déjà constaté ce fait dans l'étude de la résonance définie par la formule (17). Nous allons montrer qu'il en est encore ainsi pour les phénomènes de résonance définis par les équations (18) et (19).

Écrivons ces deux formules de façon à mettre en évidence les « termes radiaux » et les « termes tangentiels »

$$(18) \quad \omega = \omega_2 = \omega_H + \frac{\alpha E_1}{\omega_H r_c} \left(1 + \frac{1}{2 \text{Log} \frac{r_a}{r_c}} \right) + n \left(\omega_H - \frac{\alpha E_1}{\omega_H r_c} \right),$$

$$(19) \quad \omega = \omega_3 = - \left[\omega_H - \frac{\alpha E_1}{\omega_H r_c} \left(1 + \frac{1}{2 \text{Log} \frac{r_a}{r_c}} \right) \right] + n \left(\omega_H - \frac{\alpha E_1}{\omega_H r_c} \right).$$

Dans la formule (18), on considère les électrons qui tournent moins vite que l'onde, les deux vitesses de rotation restant cependant voisines. De ce fait, la fréquence de résonance de la charge d'espace est légèrement plus grande que dans le cas précédent ($\theta'_1 - \frac{\omega}{n} = 0$), ainsi que le nombre $\mathcal{N}$ de bosses de l'anneau.

On trouve

$$\mathcal{N} = n + 1 - \frac{\alpha E_1}{2 \omega_H^2 r_c \left(\text{Log} \frac{r_a}{r_c} \right)}.$$

Le nombre $\mathcal{N}$ diminue lorsque la tension inter-électrodes augmente. Il en est de même de la différence $\theta'_1 - \frac{\omega}{n}$. La formule (18) qui donne pour une tension nulle une fréquence de résonance inférieure à la fréquence tangentielle fondamentale montre que la

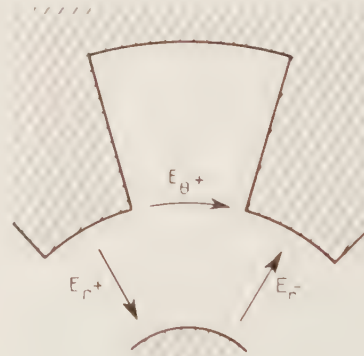


Fig. 21.

contribution du terme radial lorsque la tension V_a augmente fait tendre ω_2 vers ω_T .

Les électrons qui ont été accélérés par le champ tangentiel arrivent dans la zone du champ radial lorsque celui-ci s'étant annulé a changé de sens et est dirigé vers la cathode (fig. 21).

C'est l'inverse qui se produit lorsque les électrons sont en avance de phase sur l'onde [cas de la formule (19)]. Ils arrivent dans la zone du champ radial lorsque celui-ci est encore dirigé vers l'anode.

Le nombre $\mathcal{R}$ est ici

$$\mathcal{R} = \frac{2\omega_H^2 r_c \left(\text{Log} \frac{r_a}{r_c} \right)}{\omega_H^2 r_c \left(\text{Log} \frac{r_a}{r_c} \right)}.$$

La formule (19) montre que la fréquence de résonance est inférieure à la fréquence tangentielle fondamentale. La contribution du « terme radial » lorsque la tension interélectrodes augmente, est inverse du cas précédent et fait encore tendre ω_3 vers ω_T .

Le tableau suivant résume les résultats de l'étude des fréquences de résonance.

Nous appellerons

$$A = \omega_H - \frac{zE_1}{\omega_H r_c} \left[1 + \frac{1}{2 \text{Log} \frac{r_a}{r_c}} \right],$$

$$B = \frac{zE_1}{\omega_H r_c},$$

$$B' = \frac{zE_1}{\omega_H r_c},$$

$$C = \frac{zE_1}{\omega_H^2 r_c \text{Log} \frac{r_a}{r_c}}.$$

Magnétron	ω_i	Termes radiaux.	Termes tangentiels	θ_i	$\theta_i - \frac{\omega}{n}$	$\mathcal{R}$
Coaxial ..	ω_R	A		θ'_a	< 0	$\frac{\omega}{\theta'_a}$
Multi-cavités...	ω_1	A +	nB'	-	-	-
	ω_2	A +	nB	θ'_b	-	$n+1-C$
	ω_3	-A +	nB	-	> 0	$n-1+C$
	ω_T		nB		$= 0$	∞

Les formules (17) à (20), donnent en fonction du champ magnétique et de la tension anodique, la fréquence de l'onde incidente pour laquelle la charge d'espace peut entrer en résonance.

On peut résoudre les formules (17) et (20), en fonction de ω_H . On obtient alors les formules (22) à (25) :

$$(22) \quad \omega_H = \omega_1 + \frac{zE_1}{\omega_1 r_c} \left[1 + \frac{1}{2 \text{Log} \frac{r_a}{r_c}} - n \right],$$

$$(23) \quad \omega_H = \frac{\omega_2}{n+1} + \frac{zE_1}{\omega_2 r_c} \left[1 - \frac{1}{2 \text{Log} \frac{r_a}{r_c}} - n \right],$$

$$(24) \quad \omega_H = \frac{\omega_3}{n-1} - \frac{zE_1}{\omega_3 r_c} \left[1 + \frac{1}{2 \text{Log} \frac{r_a}{r_c}} - n \right],$$

$$(25) \quad \omega_H = \frac{\omega_T}{n} + n \frac{zE_1}{\omega_T r_c}.$$

c. Valeur réelle du champ électrique sur l'anneau d'électrons.

D'après l'hypothèse de base, nous avons assimilé le champ électrostatique sur l'anneau au champ existant dans un condensateur cylindrique dont les électrodes seraient l'anode du magnétron et l'anneau électronique. Le champ d'un condensateur cylindrique ayant une électrode au potentiel zéro et l'autre au potentiel V_a est

$$E_1 = \frac{V_a}{r_1 \text{Log} \frac{r_a}{r_1}} \neq \frac{-V_a}{r_c \text{Log} \frac{r_a}{r_c}},$$

puisque dans les cas usuels $r_1 \neq r_c$.

En réalité, l'anneau de grande densité électronique crée un champ électrique tendant à écarter de lui les électrons circulant dans son voisinage. Nous avons vu à la fin de la première partie de cette étude, que c'était la raison pour laquelle existait dans le magnétron un faisceau d'électrons du type « D », n'ayant pas encore atteint l'anneau, mais retournant déjà vers la cathode. De même, les électrons qui se dirigent vers l'anode, ayant quitté l'anneau vont être repoussés par celui-ci. Le champ électrique sur cet anneau d'électrons va donc être en réalité plus grand que celui qui existerait si l'anneau était une électrode de charge nulle. Ainsi la valeur du champ électrique existant en cet endroit est donc sensiblement supérieure à la valeur du champ du condensateur cylindrique. On a donc

$$|E_1| > \frac{V_a}{r_c \text{Log} \frac{r_a}{r_c}}, \quad \text{c'est-à-dire} \quad |E_1| = \frac{kV_a}{r_c \text{Log} \frac{r_a}{r_c}},$$

k étant un coefficient supérieur à 1 que nous déterminerons par le calcul et par l'expérience.

Les formules (17) à (20) montrent que pour des faibles valeurs de la tension interélectrodes, la fréquence $f = \frac{\omega}{2\pi}$ varie linéairement avec la tension anodique V_a . D'après ce que nous venons de signaler la pente des droites relevée expérimentalement doit donc être supérieure à celle calculée à partir de la formule du condensateur cylindrique. Il en est de même pour les formules (22) à (25) qui se déduisent des formules précédentes et qui donnent

une variation linéaire du champ magnétique de résonance en fonction de la tension anodique.

D'autre part, les magnétrons que nous utilisons étant des magnétrons à cavités, l'anode ne se présente pas sous la forme d'un cylindre, mais plutôt d'arcs de cylindre séparés les uns des autres. Le calcul montrerait que le champ électrique en face des parties pleines de l'anode est légèrement supérieur à celui du condensateur cylindrique correspondant. Il en résulte donc dans le cas d'un magnétron à cavités une augmentation du coefficient k , calculé pour un magnétron coaxial.

Nous donnerons au chapitre II les valeurs de k obtenues expérimentalement, mais nous allons tout d'abord calculer la valeur de ce coefficient dans le cas d'un magnétron dont les diamètres de l'anode et de la cathode sont respectivement de 16 et de 8 mm.

Dans un tel magnétron, le champ E_1 donné par la formule (62) de la première partie est égal à 0,07 u.e.s.C.G.S. pour une tension interélectrodes de 200 V; on a alors $i_{rc} = 12$ mA. Cette valeur du champ électrostatique est plus faible que la valeur réelle du champ sur le bord extérieur de l'anneau, car elle ne tient compte que d'une partie seulement des électrons de l'anneau. Nous avons en effet, considéré également les électrons circulant perpendiculairement au rayon vecteur et dont nous avons étudié le mouvement au chapitre III de l'étude statique intitulé « trajectoires tangentielles ». Nous devons tout d'abord déterminer l'épaisseur de l'anneau d'électrons; nous la prendrons égale à la valeur moyenne de la différence $r_2 - r_1$, le rayon r_2 étant alors défini par l'équation

$$\int_{r_1}^{r_2} \rho \, dr = \frac{1}{2} \int_0^{r_a} \rho \, dr.$$

En tenant compte de l'équation (72) de la première partie et en posant $x_1 = r_1 - r$ et $x_2 = r_2 - r$, on trouve

$$r_2 = \frac{1}{2} \sqrt{4b_1 + r_1^2} = 0,407 \text{ cm.}$$

d'où

$$r_2 = x_2 + r_1 = 0,427 \text{ cm.}$$

La formule (66) de la première partie s'écrit alors

$$r_2 \times E_2 = r_1 \times E_1 + \frac{2k_V}{\omega_H} \left[r_2 - r_1 + \frac{r_c}{2} L \frac{r_2 - r_c}{r_1 - r_c} \right].$$

D'où pour la valeur de E_2 :

$$E_2 = \frac{1}{r_2} E_1 + \frac{8\pi i_{rc}}{2\omega_H} L \frac{r_2 - r_c}{r_1 - r_c} = \frac{4\pi i_{rc}}{\omega_H} L \frac{r_2 - r_c}{r_1}.$$

D'autre part, nous avons vu que l'on a

$$i_0 = \frac{2\pi i_{rc} r_c}{z} = \frac{2\pi i_{rc} r_c}{x_2}.$$

On trouve donc

$$E_2 = E_1 + \frac{8\pi^2 i_{rc} r_c}{x_2 \omega_H} L \frac{x_2}{x_1}.$$

D'où

$$E_2 = 7,5 \text{ u. e. s.}$$

or, le champ du condensateur cylindrique équivalent est

$$E = \frac{V_a}{r_1 \text{ Log } \frac{r_a}{r_1}} \approx \frac{V_a}{r_c \text{ Log } \frac{r_a}{r_c}} = 2,4 \text{ u. e. s.}$$

Nous voyons que la valeur du champ E_2 calculée sur le bord extérieur de l'anneau est sensiblement trois fois plus grande que la valeur du champ électrostatique d'un condensateur cylindrique de même dimension. Le coefficient k précédemment défini est donc alors égal à 3. Nous verrons qu'expérimentalement on trouve également pour le coefficient k des valeurs voisines de 3.

CHAPITRE II.

MESURE DES FRÉQUENCES DE RÉSONANCE.

Nous avons établi dans le chapitre précédent, les lois de variation des fréquences d'oscillation propre de la charge d'espace, en fonction, pour un magnétron déterminé, du champ magnétique continu, de la tension interélectrodes et du mode d'oscillation des cavités; ces lois de variations sont déterminées par les formules (17) à (20) de la deuxième partie de cette étude. Nous avons montré que ces fréquences d'oscillation sont les fréquences des mouvements oscillatoires que décrivent les électrons, lorsqu'ils sont écartés de leur position d'équilibre sur l'anneau. Nous avons ensuite expliqué que le procédé que nous avons utilisé pour modifier la trajectoire des électrons en régime continu, a consisté à faire pénétrer dans le tube, une onde électromagnétique de fréquence connue et à observer les phénomènes de résonance qui prennent naissance lorsque la fréquence d'oscillation de la charge d'espace et la fréquence de l'onde incidente sont égales.

Notre but est donc maintenant de décrire les méthodes d'observation de ces phénomènes de résonance.

a. Mise en évidence des phénomènes de résonance.

Lorsque ces phénomènes prennent naissance, il se produit à l'intérieur du magnétron, dans l'espace interélectrodes, une perturbation de l'état électronique, due à l'action du champ électromagnétique incident.

Nous avons vu dans la première partie de cette étude, que les électrons de l'anneau s'éloignaient de celui-ci, suivant un mouvement variant exponentiellement avec le temps. D'autre part, dans la deuxième partie, nous avons étudié l'action des composantes du champ électrique de haute fréquence sur les électrons. Les effets de ces composantes sont tels que les électrons sont successivement freinés et accélérés. Les électrons freinés se rapprochent alors de l'anode, les électrons accélérés, au contraire, s'en éloignent, comme il résulte de la diminution ou de l'augmentation de la force magnétique. Dans les cas considérés où la tension anodique est faible, c'est-à-dire lorsque l'anneau est près de la cathode, les électrons freinés se rapprochent de l'anode sans toutefois l'atteindre du fait de leur éloignement; les électrons accélérés appartiennent au flot d'électrons qui s'éloignent en direction de l'anode, la force $e v H$ augmentant, ces électrons auront tendance à revenir en direction de la cathode. L'action totale du champ électromagnétique se traduit alors par une diminution du courant anodique du magnétron.

Notre procédé d'observation des phénomènes de résonance de la charge d'espace va donc consister à rechercher les variations du débit anodique du magnétron, lorsque varie la fréquence de l'onde incidente, produite par un générateur d'onde auxiliaire; la fréquence d'oscillation propre de la charge d'espace sera égale à la fréquence de l'onde incidente pour laquelle la variation du débit anodique de la lampe sera maxima.

b. Description du montage servant aux expériences.

Pour étudier ces phénomènes de résonance, nous allons donc observer les variations du débit anodique, c'est-à-dire les variations de la tension V_a recueillie aux bornes d'une résistance R placée dans le circuit continu du magnétron. Le montage utilisé est celui représenté sur la figure 22.

Le générateur d'onde est constitué par un klystron reflex produisant une onde d'environ 9,5 cm de longueur d'onde.

Une tension de modulation (signaux carrés à

1000 périodes par exemple) est appliquée à une des électrodes du tube émetteur, afin d'obtenir une onde modulée totalement en amplitude suivant la même loi. L'émetteur est relié au récepteur par une ligne

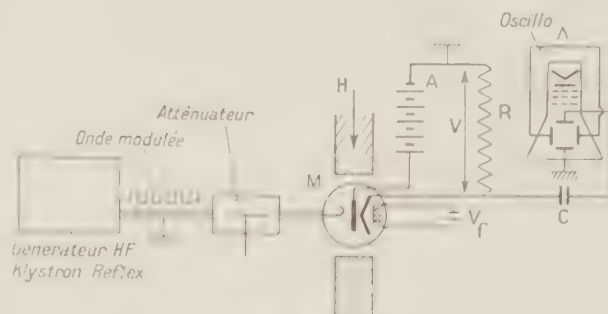


Fig. 22.

coaxiale couplée à une des cavités du magnétron par une boucle. Entre les deux tubes est intercalé dans la ligne coaxiale un atténuateur ayant pour but d'éviter les réactions du magnétron sur l'émetteur.

Le magnétron est placé dans un électroaimant produisant le champ magnétique H . L'anode constituée par le bloc de cuivre dans lequel sont creusées les cavités est à la masse du montage. La cathode est portée à un potentiel $-V_a$ par rapport à l'anode, la tension interélectrodes continue étant fournie par l'alimentation A .

Dans le circuit anodique est intercalé une résistance R , reliée par l'intermédiaire d'une capacité c aux bornes d'un oscillographe cathodique. La

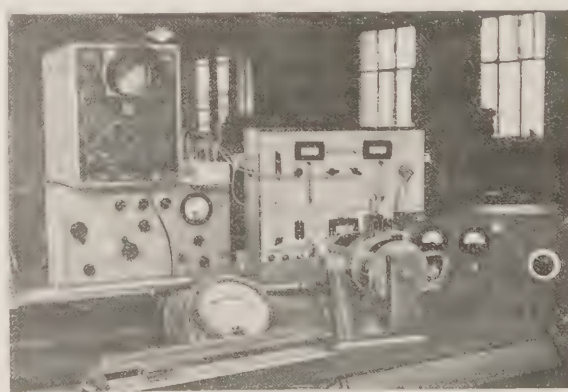


Fig. 23.

cathode est à chauffage indirect. La tension continue V_f du chauffage du filament est fournie par une alimentation auxiliaire. L'onde pénétrant dans le magnétron étant modulée en amplitude, il en

résulte que le courant anodique va être modulé lui aussi suivant la même loi. Il en sera également de même de la tension V aux bornes de la résistance R . On peut donc observer sur l'écran de l'oscillographe cathodique des signaux carrés dont l'amplitude dépend de l'action de l'onde électromagnétique sur le débit du magnétron. L'expérience consiste donc à déterminer la fréquence de l'onde incidente pour laquelle est maxima l'amplitude des signaux carrés observés. Il convient évidemment au cours de cette expérience de maintenir rigoureusement constant le niveau de sortie de l'émetteur. Ceci peut être effectué en couplant dans la ligne coaxiale un détecteur à cristal apériodique et en cherchant à maintenir son débit constant. La longueur d'onde de l'onde peut être aisément mesurée à chaque instant. La photographie de la figure 23, montre le montage et l'ensemble des appareils servant à effectuer les expériences dont nous allons donner les résultats.

Dans toutes ces expériences, la puissance de l'onde de haute fréquence émise par le klystron est de l'ordre de $1/100^e$ de milliwatt. La résistance R a été prise égale à 2 000 Ω .

c. Variation de la fréquence de résonance en fonction de la tension anodique.

Dans les expériences que nous allons décrire nous avons considéré le cas d'un magnétron à quatre cavités sectoriales de 40^o d'angle d'ouverture. Le diamètre anodique était égal à 16 mm; trois magnétrons ont été utilisés dont le diamètre de la cathode était égal respectivement à 8, 11 et 13 mm. La photographie de la figure 24 représente le bloc anodique d'un tel magnétron.

On sait que dans un magnétron les différents modes n qui peuvent exister sont compris entre la valeur zéro et la valeur $N/2$ qui correspond au mode π pour lequel les champs à l'embouchure de deux cavités consécutives sont en opposition de phase.

Nous avons utilisé pour connaître la structure de l'onde électromagnétique à l'intérieur de l'espace interélectrodes une cathode métallique munie d'une petite sonde radiale reliée à un cristal détecteur. Le vide n'étant pas encore fait dans le magnétron et la cathode avec sa sonde ayant la possibilité de tourner, il est ainsi possible de mesurer en fonction de l'angle θ l'amplitude du champ électrique radial de haute fréquence. On lit sur un microampèremètre le courant débité par le cristal détecteur. Pour effectuer cette mesure, on laisse le magnétron encore

couplé à l'émetteur par sa ligne coaxiale suivant le montage de la figure 18. Pour une longueur d'onde déterminée, on mesure le débit du cristal détecteur placé à l'intérieur de la cathode métallique lorsque

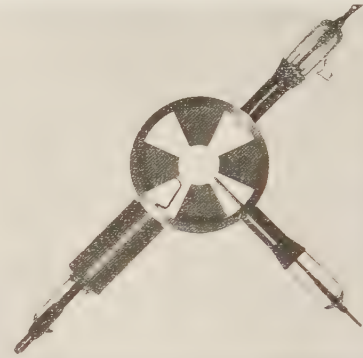


Fig. 24.

l'on fait tourner celle-ci. On obtient ainsi la variation de l'amplitude de la composante radiale du champ électrique alternatif en fonction de l'angle θ . La courbe expérimentale de la figure 25 représente la structure du champ électrique dans l'espace interélectrodes d'un magnétron à quatre cavités. La courbe représentative de l'amplitude de ce champ présente quatre bosses en face des parties pleines de l'anode, à l'endroit où la composante radiale est maxima. En face des cavités, cette composante devient nulle. La boucle de couplage de la ligne

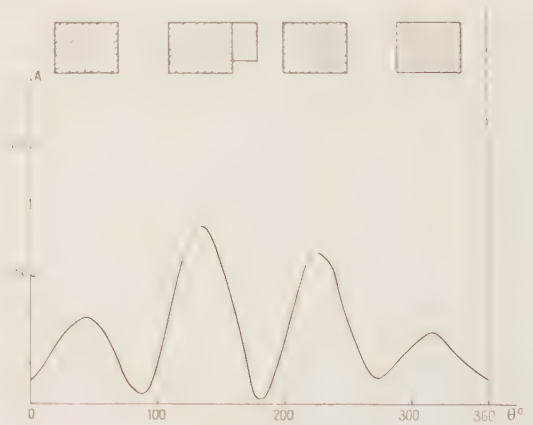


Fig. 25.

coaxiale à une cavité du magnétron introduit une légère dissymétrie dans la répartition du champ électrique. D'autre part, l'amplitude maxima du champ E_r décroît légèrement en fonction de l'anode θ ; les amplitudes de ce champ étant plus grandes au voisinage de la cavité excitée. Les

figures 26 a et 26 b montrent la répartition théorique des champs de haute fréquence pour le même magnétron fonctionnant sur le mode π .

Étudions à nouveau les formules (17) à (20). Nous remarquons que dans le cas du magnétron à quatre cavités fonctionnant sur le mode π ($n = 2$) du fait que le facteur $n - 1 = 1$, les valeurs de résonance f_1 et f_3 tendent vers $\frac{\omega H}{2\pi}$ lorsque V_a tend vers zéro. Lorsque la tension anodique augmente, les variations de ces deux fréquences sont symétriques par rapport à la valeur $\frac{\omega H}{2\pi}$. On obtient la valeur de l'une de ces fréquences à partir de l'autre en chan-

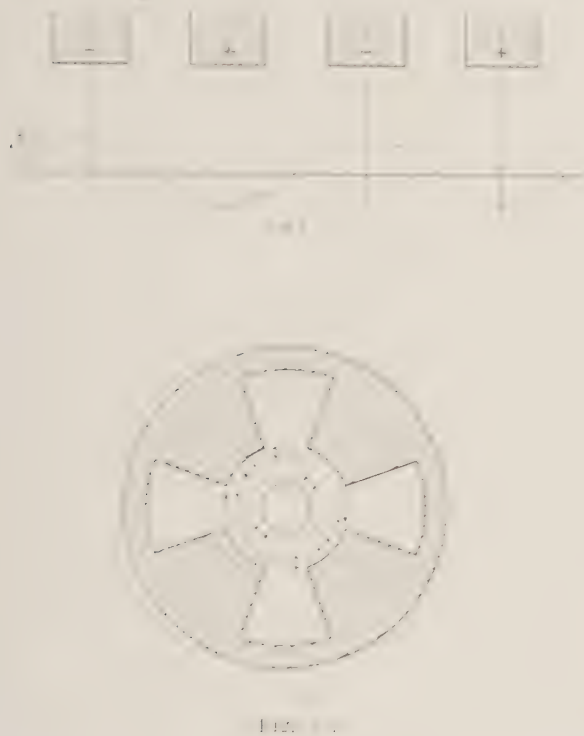


Fig. 26.

geant de signe le coefficient de V_a . Nous groupons donc avec un double signe, en une seule formule désignée par $f_{1,3}$, les deux équations permettant de calculer f_1 et f_3 .

Dans ces conditions, les formules (17) à (20) vont s'écrire pour $H = 1125$ g et $r_c = 0,8$ cm :

$$(26) \quad f_{1,3} = 3150 \pm 0,035 \cdot 10^6 V_a,$$

$$(27) \quad f_2 = 9450 - 0,475 \cdot 10^6 V_a,$$

$$(28) \quad f_4 = 6300 - 0,252 \cdot 10^6 V_a.$$

f et V étant respectivement exprimés en mégacycles par seconde et en volts.

Pour vérifier ces formules, nous plaçons le magnétron dans ses conditions normales de fonctionne-

ment, et nous lui faisons recevoir une onde d'amplitude constante. Commençons par vérifier la formule (26) en choisissant comme fréquence de l'onde

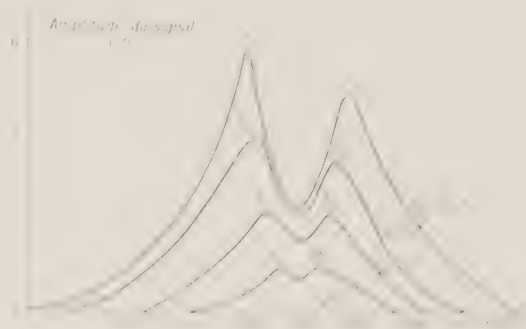


Fig. 27.

incidente 3150 Mc/s environ. Nous relevons alors en fonction de la fréquence de l'émetteur, l'amplitude du signal qui apparaît sur l'écran de l'oscillographe. La figure 27 représente la variation de l'amplitude de ce signal pour quatre valeurs différentes de la tension anodique. Ces courbes présentent deux bosses dont les maxima permettent de déterminer les fréquences de résonance f_1 et f_3 pour la valeur de la tension anodique considérée. Nous remarquons que les valeurs des abscisses des maxima (points A et B) restent bien symétriques par rapport à la valeur de la fréquence $\frac{\omega H}{2\pi}$.

Les courbes de la figure 28 ont été obtenues en portant, en fonction de la tension anodique, les

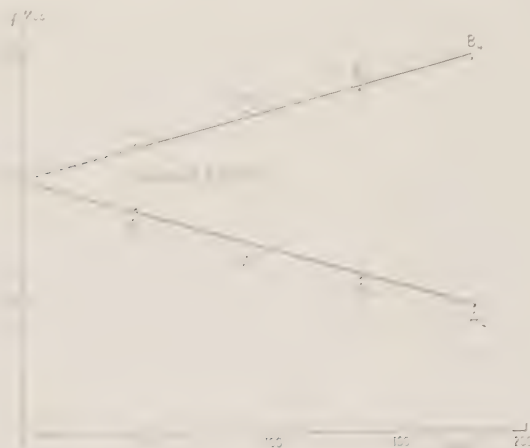


Fig. 28.

valeurs des fréquences de résonance correspondantes. Ces deux courbes, résultats de relevés expérimentaux vérifient la formule (26).

Comme nous l'avons expliqué à la fin du chapitre

précédent, les pentes des droites relevées expérimentalement sont supérieures à celles données par la théorie.

D'après la formule (26), le coefficient angulaire des droites est $\pm 0,035 \cdot 10^6$. Expérimentalement, on trouve $0,11 \cdot 10^6$. Le coefficient k défini précédemment est donc égal à 3,15.

La vérification expérimentale des formules (27) et (28) ne peut être effectuée de la même façon. En effet, si nous considérons les circuits anodiques du magnétron, nous constatons qu'ils ont une bande passante relativement étroite et que les fréquences f_2 et f_4 qui sont deux et trois fois plus grandes que la fréquence f_1 sont tout à fait en dehors de cette bande. Il n'y a donc pas de possibilité pour un magnétron dont les cavités et l'espace interélectrodes ont été accordés sur la fréquence f_1 de recevoir une onde de fréquence f_2 et f_4 . Ainsi on ne peut pas pour un magnétron déterminé vérifier les quatre formules donnant les valeurs f_1, f_2, f_3, f_4 .

d. Variation du champ magnétique de résonance en fonction de la tension anodique.

D'après ce que nous avons signalé, on ne peut pas effectuer les expériences permettant de vérifier directement les formules (17) à (20) ou (26) à (28). On a donc cherché à vérifier les formules (22) à (25) où la fréquence de l'onde incidente reste fixe. On modifie, au moyen du champ magnétique, la fréquence d'oscillation propre de la charge d'espace, jusqu'à obtenir le phénomène de résonance. Nous avons appelé champ magnétique de résonance, la valeur du champ ainsi trouvée. Cette méthode a l'inconvénient, pour obtenir la résonance, de modifier le circuit d'accord (ici l'espace interélectrodes du magnétron avec l'anneau d'électrons), cependant les variations ainsi apportées restent peu importantes. En effet, les variations Δx_1 de la distance x_1 de l'anneau à la cathode restent faibles devant x_1 . C'est donc cette méthode que nous allons employer pour vérifier l'existence et la loi de variation en fonction de la tension anodique des quatre fréquences d'oscillation de la charge d'espace, trouvées précédemment.

Nous utiliserons trois magnétrons dont les blocs anodiques sont analogues à celui du magnétron déjà employé pour la précédente expérience, les diamètres des cathodes ayant respectivement 8, 11 et 13 mm.

L'appareillage et le montage utilisés sont identiques à ceux de l'expérience précédente, la seule différence réside dans la méthode d'obtention du phénomène.

La fréquence de l'onde incidente reste fixe et l'on fait varier la valeur du champ magnétique en observant sur l'écran de l'oscillographe cathodique l'amplitude du signal proportionnelle à la valeur de la tension V . Étant donné les faibles variations du champ magnétique que l'on doit évaluer, un rhéostat de grande précision est nécessaire; on doit, en effet, pouvoir mesurer des variations du champ magnétique de l'ordre d'un demi-gauss.

Considérons à nouveau le coefficient k , rapport entre la pente des droites obtenues expérimentalement et celle des droites déterminée par les formules théoriques.

Les formules (22) à (25) montrent que lorsque $n=2$, pour des tensions nulles, les quatre valeurs du champ magnétique de résonance sont entre elles dans le rapport $1, \frac{1}{3}, 1$ et $\frac{1}{5}$. L'anneau d'électrons va donc se modifier statiquement lors de la variation du champ magnétique d'une valeur de résonance à une autre. L'anneau dans son ensemble va s'éloigner de la cathode lorsque le champ magnétique diminue, mais ici, même dans le cas du champ magnétique le plus faible, la distance x_1 considérée restera suffisamment petite devant le rayon de la cathode pour que l'on puisse encore assimiler $r_1 \text{ Log } \frac{r}{r_1}$

à $r_c \text{ Log } \frac{r_a}{r_c}$. D'autre part, le débit anodique du magnétron va croître; la densité de l'anneau diminue et son épaisseur augmente. Il en résulte que son action tendant à repousser les électrons va diminuer et que le champ électrique sur le bord extérieur de l'anneau sera plus voisin du champ du condensateur cylindrique pour une faible valeur du champ magnétique continu. Ainsi la pente des droites obtenues expérimentalement sera plus petite pour les faibles que pour les fortes valeurs du champ magnétique de résonance. Le coefficient k doit donc diminuer avec le champ magnétique.

Avant de donner les résultats obtenus par les expériences, il convient de rappeler que les théories précédemment exposées ne sont valables que si le mode n est unique. La coexistence de plusieurs modes se traduirait expérimentalement par des anomalies, notamment dans la valeur des pentes des droites.

Dans les expériences, nous avons cherché à obtenir pour mode d'oscillation des cavités du magnétron le mode π , ce qui est difficile pour des magnétrons à grosse cathode. Rappelons aussi que les résultats théoriques ne sont valables que si le champ électrostatique est radial et non perturbé dans tout l'espace interélectrodes. Or, il est évident

que cette condition n'est plus, elle aussi, tout à fait respectée lorsque le diamètre de la cathode devient voisin du diamètre anodique; c'est le cas, en particulier, du magnétron dans lequel anode et cathode ont respectivement pour diamètre 16 et 13 mm. Les résultats expérimentaux montrent, en effet, que pour ce magnétron, la valeur du coefficient k prend des valeurs sensiblement différentes pour les quatre champs de résonance, alors que dans le cas du magnétron à diamètre cathodique de 8 mm les valeurs de k trouvées sont plus faibles et voisines les unes des autres.

Toutes ces anomalies ne portent que sur les variations des champs de résonance en fonction de la tension; en effet, on trouve toujours comme on va pouvoir le vérifier, que les valeurs des champs de résonance lorsque la tension anodique tend vers zéro sont celles prédites par la théorie, à savoir

$$\omega_1 = \frac{c}{2a}, \quad \omega_2 = \frac{c}{a},$$

dans le cas du magnétron qui nous intéresse.

Considérons donc tout d'abord le magnétron dont la cathode a un diamètre de 13 mm. La longueur d'onde est $\lambda = 9,52$ cm.

Les formules (22) à (25) vont donner deux phénomènes de résonance pour lesquels les valeurs du champ magnétique sont égales à $\frac{c}{e} \omega$ pour une

tension anodique nulle. Lorsque la tension augmente, les valeurs des champs de résonance H_1 et H_3 s'écartent symétriquement par rapport à la valeur $\frac{c}{e} \omega$. Nous groupons encore les deux formules

relatives à chacun de ces champs en une seule; on obtient la valeur d'un des champs de résonance à partir de l'autre en changeant le signe du coefficient de V_a .

Dans ces conditions, les valeurs du champ de résonance relatifs à ce magnétron sont données par les formules suivantes :

$$(29) \quad H_{1,3} = 1125 \pm 0,082 V_a,$$

$$(30) \quad H_2 = 375 + 0,314 V_a,$$

$$(31) \quad H_4 = 562,5 + 0,116 V_a,$$

H et V étant exprimés respectivement en gauss et en volts.

La figure 29 représente l'amplitude du signal observé sur l'écran de l'oscillographe cathodique, c'est-à-dire les variations de la tension V aux bornes de la résistance R pour une tension anodique

égale à 90 V. Cette courbe présente quatre bosses dont les sommets déterminent les valeurs des champs magnétiques de résonance. Les deux bosses correspondant aux valeurs élevées du champ magnétique ont des amplitudes beaucoup plus grandes que celles des champs de faible valeur. Cela tient à ce que, pour ces derniers, un plus grand nombre d'électrons atteignent l'anode, l'anneau ayant une densité moins forte; les effets du champ électrique de haute fréquence sont alors moins sensibles.



Fig. 29.

Les figures 30, 31 et 32 représentent les variations des champs de résonance $H_{1,3}$, H_2 , H_4 en fonction de la tension anodique. Ces variations sont linéaires pour des tensions anodiques suffisamment faibles, c'est-à-dire inférieures à 130 V. Chaque point d'une de ces droites est déterminé par le sommet de la bosse correspondante, d'une courbe analogue à celle de la figure 29, tracée pour la tension anodique considérée.

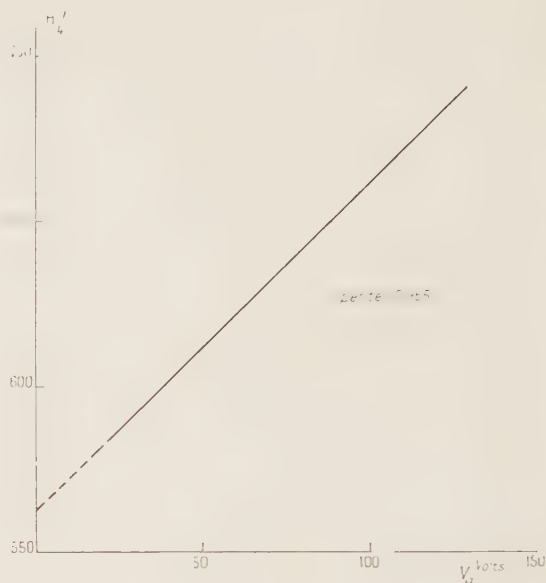
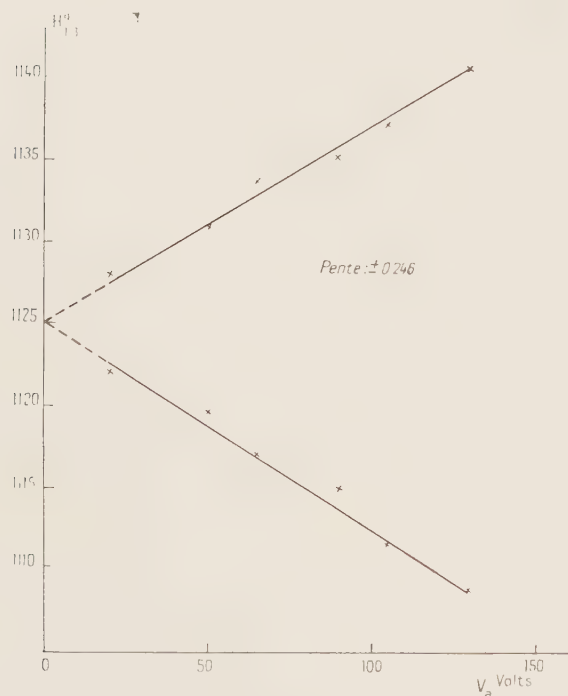
En comparant les valeurs des pentes des droites relevées expérimentalement aux valeurs données par les formules (29), (30), (31), on trouve pour k , les valeurs

$$k_1 = 4, \quad k_2 = 6,4 \quad \text{et} \quad k_3 = 8,3.$$

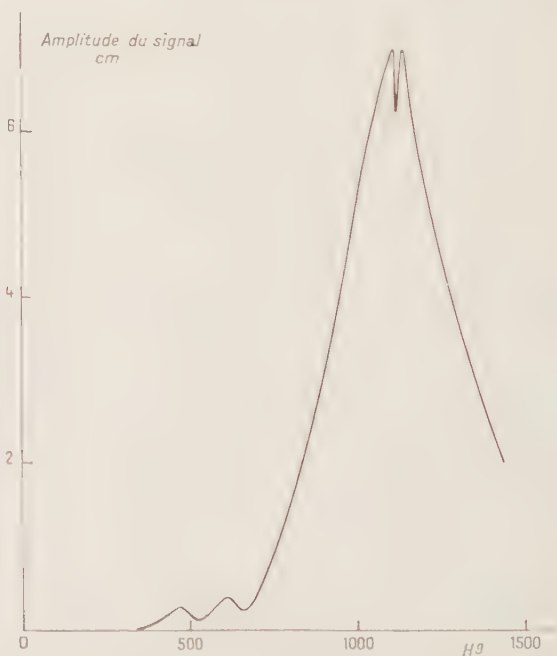
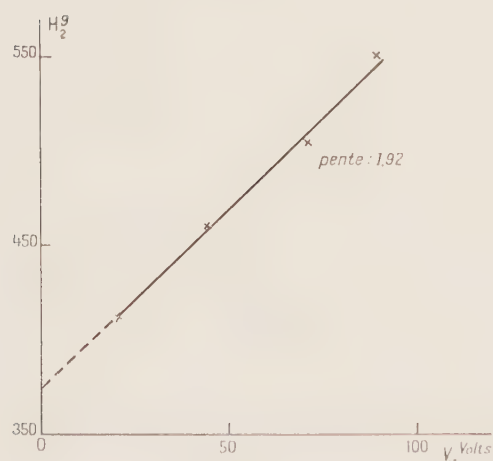
Ces valeurs diffèrent sensiblement et sont dues aux anomalies présentées par la proximité de la cathode et de l'anode. Nous remarquons cependant que ces

droites coupent toutes les quatre l'axe des ordonnées donnant les valeurs du champ magnétique de résonance aux points prévus par la théorie.

H et V étant exprimés respectivement en gauss et en volts.



La courbe de la figure 33 montre les variations de la tension V aux bornes de la résistance R en fonction du champ magnétique H . La tension ano-



Considérons maintenant un magnétron dont la cathode a un diamètre de 11 mm. Les formules (22) à (25) s'écrivent

$$(32) \quad H_{1,3} = 1125 \pm 0,014 V_a,$$

$$(33) \quad H_2 = 375 + 0,194 V_a,$$

$$(34) \quad H_4 = 562,5 + 0,089 V_a,$$

dique choisie pour relever cette courbe est $V_a = 135V$. Cette courbe présente encore quatre bosses. Les figures 34, 35 et 36 montrent les variations des quatre

champs magnétiques de résonance en fonction de la tension anodique V_a . On trouve ici pour le coefficient k les valeurs suivantes :

$$k_{1,2} = 6,3, \quad k_2 = 3,9, \quad k_1 = 3,93.$$

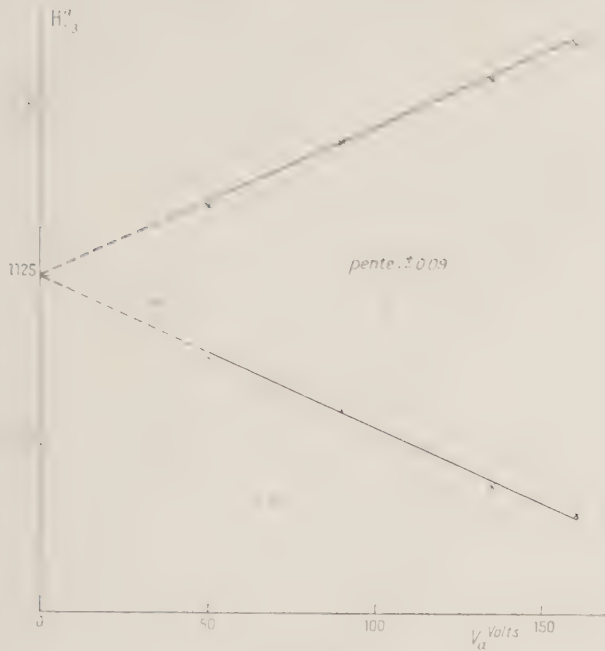


Fig. 34.

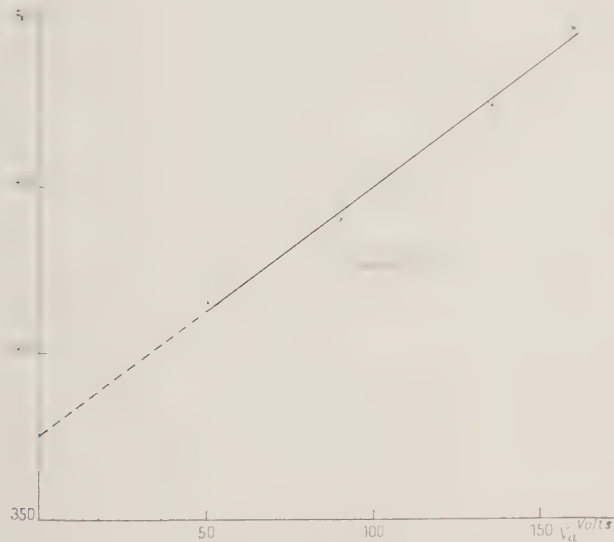


Fig. 35.

Dans le cas du magnétron dont le diamètre cathodique est 8 mm, les formules (22) à (25) s'écrivent

$$(35) \quad H_{1,2} = 1125 \pm 0,0126 V_a,$$

$$(36) \quad H_2 = 375 + 0,174 V_a,$$

$$(37) \quad H_1 = 562,5 + 0,092 V_a,$$

H et V étant exprimés respectivement en gauss et en volts.

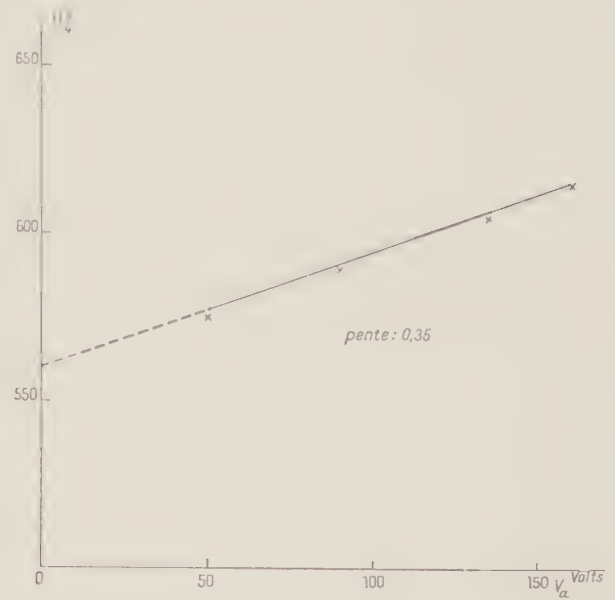


Fig. 36.

La figure 37 montre les variations de V aux bornes de la résistance R en fonction du champ magnétique. Cette courbe présente encore quatre bosses de résonance. Elle a été tracée pour une

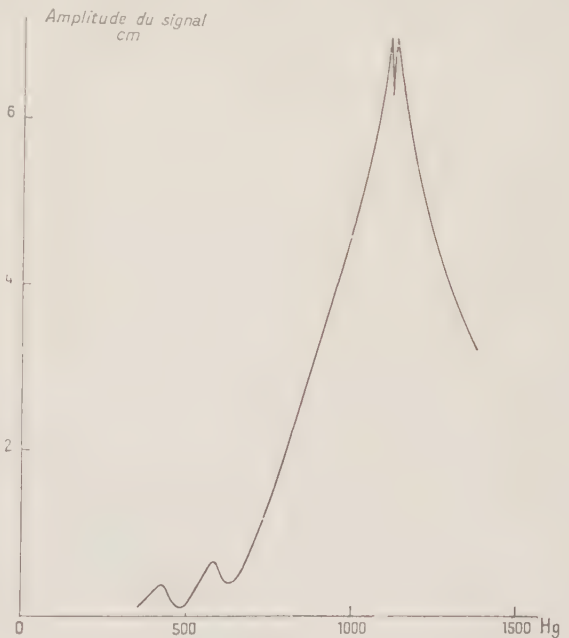


Fig. 37.

tension anodique de 135 V. Les figures 38, 39 et 40 représentent les variations des champs de résonance en fonction de la tension anodique.

Les valeurs du coefficient k sont, dans ce cas,

$$k_{1,3} = 3,25, \quad k_2 = 2,60, \quad k_4 = 2,82.$$

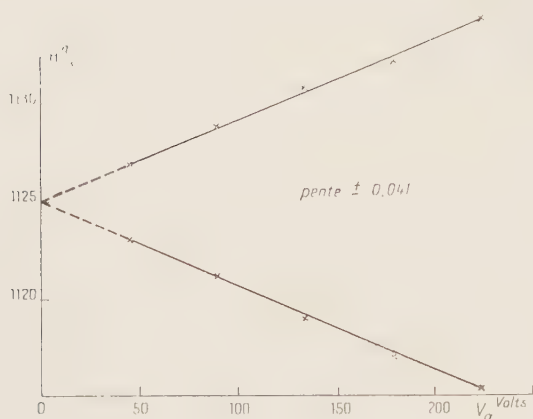


Fig. 38.

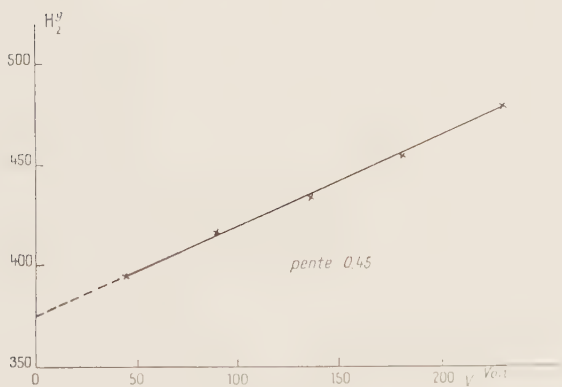


Fig. 39.

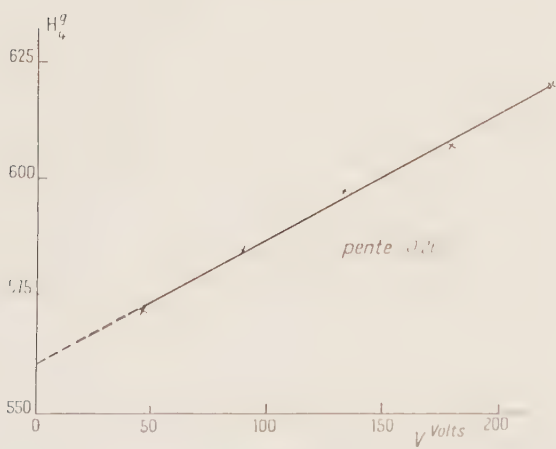


Fig. 40.

Remarquons que nous retrouvons sensiblement pour valeur de $k_{1,3}$ celle obtenue dans l'étude de la variation de la fréquence en fonction de la tension anodique, le champ magnétique restant alors fixe [équat. (26), fig. 27 et 28]. En effet, pour ce même

magnétron, dans des conditions identiques de fonctionnement, on avait trouvé $k_{1,3} = 3,15$; on trouve maintenant $k_{1,3} = 3,25$.

Nous remarquons que, dans ce dernier cas, les valeurs de k sont plus faibles que celles obtenues pour des magnétrons de cathode plus grosse. De plus, les trois valeurs de k restent voisines les unes des autres et diminuent bien avec l'intensité du champ magnétique de résonance. Ces valeurs sont voisines de 3, valeur prévue par le calcul pour le magnétron dont le diamètre de la cathode est de 8 mm.

Remarquons encore que, quel que soit le type de magnétron utilisé, pour des tensions anodiques tendant vers zéro, on retrouve toujours pour les champs de résonance, les valeurs prédites par la théorie.

Dans les expériences précédentes, nous avons conservé pour l'onde incidente la même fréquence correspondant au mode π d'oscillation, lorsque le diamètre de la cathode variait. En réalité, l'accord sur le mode π pour la longueur d'onde de 9,52 cm a été obtenu en modifiant légèrement le circuit anodique des différents magnétrons, de façon à compenser la variation d'impédance résultant de la modification apportée au diamètre de la cathode.

e. Influence de la température de la cathode.

Dans les expériences précédentes, nous avons cherché à mettre en évidence les phénomènes qui résultent de l'action d'une onde incidente de haute fréquence sur les électrons circulant dans l'espace interélectrodes. Inversement, nous allons considérer maintenant les effets de l'action des électrons sur cette onde. Ceci revient à étudier les variations de l'impédance haute fréquence du magnétron en fonction de la longueur d'onde de l'onde incidente. Cette impédance variera d'autant plus que l'amplitude des mouvements de haute fréquence des électrons sera plus grande, ce qui arrivera lorsque la fréquence de l'onde incidente sera égale à la fréquence des oscillations de la charge d'espace. Ainsi, on retrouve les phénomènes de résonance étudiés précédemment, les fréquences de résonance étant encore celles définies par les équations (17) à (20). Il y a cependant une différence essentielle avec les phénomènes déjà étudiés, la température de la cathode étant ici, comme nous allons le voir, beaucoup plus élevée. Reprenons, en effet, le montage de la figure 17, et laissant la longueur d'onde, la tension anodique et le champ magnétique constants, faisons varier la température de la cathode en agissant sur la tension de chauffage du filament.

La courbe en trait plein (a) de la figure 41 montre la variation de la tension V aux bornes de la résistance R en fonction de la température t de la cathode.

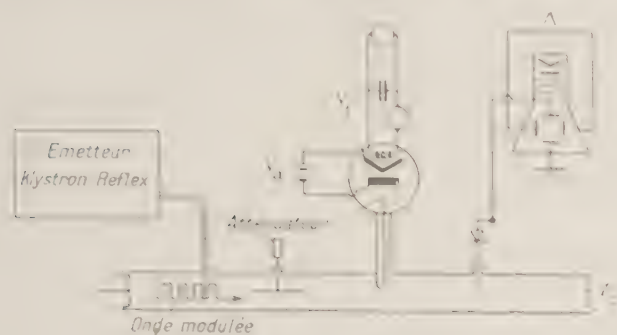


Fig. 41.

Dans cette expérience, la valeur H_1 du champ magnétique est celle pour laquelle a lieu, pour une tension anodique de 135 V, le phénomène de résonance. Le diamètre de la cathode du magnétron choisi est de 8 mm. Cette courbe montre que la tension V passe par un maximum pour une température de la cathode de 750°. Dans toutes les expériences décrites précédemment, les cathodes des magnétrons utilisés étaient portées à cette température. Cette température a été mesurée en fonction de la tension de chauffage du filament en utilisant un magnétron dont la cathode est visible en fonctionnement, ce qui permet pour les températures supérieures à 700° d'utiliser un pyromètre optique. À partir des valeurs de t ainsi obtenues, on a pu évaluer pour des valeurs plus petites de la tension de chauffage, des températures plus faibles de la cathode en mesurant les variations de la puissance appliquée au filament.

Étudions maintenant la variation de l'impédance du magnétron. Le montage utilisé est alors celui de la figure 42.

Le klystron émetteur est ici couplé à un guide; il en est de même du magnétron couplé, lui aussi, à ce guide par une ligne coaxiale terminée par une boucle. Entre le magnétron et l'émetteur est intercalé dans la ligne guidée un atténuateur qui a pour but d'éviter les réactions du récepteur sur l'organe émetteur. La ligne guidée est terminée par son impédance caractéristique Z_c ; l'onde est modulée en amplitude comme dans les précédentes expériences. Un détecteur à cristal est couplé au guide, après le magnétron dans le sens de propagation de l'onde. On mesure sur l'écran de l'oscilloscope cathodique l'amplitude du signal détecté et l'on peut ainsi évaluer les variations relatives de l'amplitude de l'onde. Toute variation de l'impédance

du magnétron se traduit par une variation de son impédance ramenée dans le guide, donc par une variation de l'amplitude de l'onde transmise.

La longueur de la ligne coaxiale reliant le magnétron au guide est déterminée de façon que lorsque la tension anodique est nulle, l'onde soit entièrement réfléchie; lorsque la tension V_a augmente pour une valeur donnée du champ magnétique, l'impédance du magnétron varie et l'amplitude de l'onde transmise augmente.

Ayant placé le magnétron dans les mêmes conditions de fonctionnement que dans l'expérience précédente, on a étudié la variation de l'amplitude de l'onde transmise en fonction de la tension de chauffage du filament. La courbe en trait pointillé (b) de la figure 41 montre que le maximum de l'amplitude de l'onde transmise est obtenu lorsque la température de la cathode est de l'ordre de 750°. Pour cette température, l'émission cathodique est beaucoup plus forte que dans le cas précédent et la densité de l'anneau d'électrons est plus

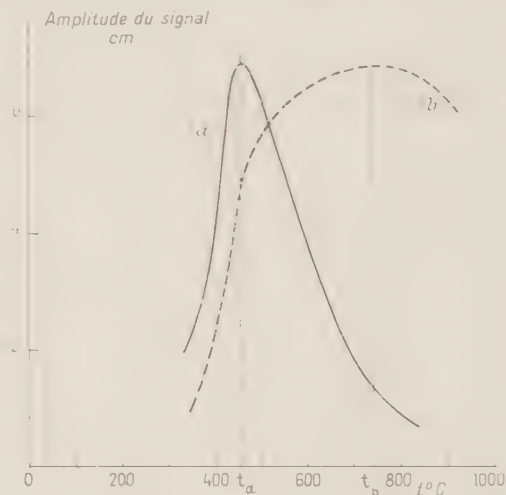


Fig. 42.

grande. Il en résulte une augmentation de son action de répulsion sur les électrons. Il semble ainsi, qu'entre ces deux expériences permettant de déterminer les fréquences d'oscillation de la charge d'espace, il y ait une différence importante dans le comportement interne de la lampe.

On a vu précédemment que, sous l'effet du champ électromagnétique de haute fréquence, les électrons qui se dirigent vers l'anode sont accélérés, et retournent vers l'anneau d'électrons. Il en résulte une diminution du débit anodique du magnétron et une variation de la tension V . Lorsque la température de la cathode augmente, la densité de l'anneau devenant plus grande, celui-ci a tendance à repousser

les électrons vers l'anode. La variation du débit anodique doit donc diminuer lorsque l'émission cathodique augmente. C'est ce qui explique la décroissance rapide de la courbe (a) de la figure 41 pour les valeurs de $t > t_a$. Ceci revient à dire que les mouvements des électrons sont d'autant plus amortis que les actions de répulsion électrostatique sont plus grandes. Pour les valeurs de $t < t_a$, les mouvements électroniques sont moins amortis, mais le nombre d'électrons étant beaucoup plus faible, la tension V est petite.

Pour que l'impédance du magnétron varie sous l'effet des mouvements de haute fréquence des électrons, il faut que leur action soit relativement

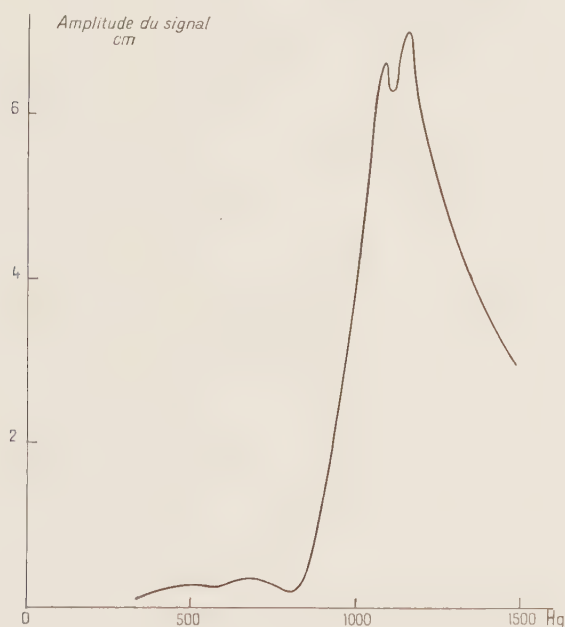


Fig. 43.

importante; il n'y a pas alors seulement l'amplitude du mouvement des électrons, qui joue ici un rôle, mais aussi leur nombre. Il se produit, en effet, une sorte de compromis entre l'amortissement de l'amplitude du mouvement des électrons, dû à leur nombre et ce nombre lui-même.

La courbe (b) de la figure 41 donne la variation de l'amplitude du champ électrique de haute fréquence transmis. On voit que lorsque la température de la cathode croît de la valeur t_a à t_b , l'énergie transmise par l'onde devient deux fois plus grande. Lorsque $t < t_b$, les électrons ont des mouvements peu amortis et l'amplitude du champ électromagnétique transmis augmente avec le nombre d'électrons émis; au contraire, elle diminue pour $t > t_b$, les effets de répulsion devenant prépondérants.

La densité de l'anneau d'électrons étant plus grande pour $t = t_b$ que pour $t = t_a$, il en résulte comme on l'a indiqué, que son action de répulsion est plus forte. Le champ électrique sur la cathode doit donc diminuer lorsque t augmente; d'autre part, les électrons se dirigeant vers l'anode sont d'autant plus repoussés de l'anneau que celui-ci est plus dense; c'est-à-dire que le champ électrique dans lequel ils se trouvent, croît avec la densité de l'anneau. Il en est de même du coefficient k , défini au paragraphe c du chapitre précédent.

On a donc cherché à mesurer pour les trois magnétrons déjà utilisés les variations des fréquences d'oscillation de la charge d'espace en fonction de la tension anodique par cette méthode de la variation d'impédance du magnétron.

Pour les mêmes raisons que précédemment, on a laissé fixe la fréquence de l'onde incidente et l'on a fait varier le champ magnétique. Pour une tension anodique donnée, la valeur du champ magnétique de résonance est déterminée par le maximum d'amplitude de l'onde transmise. Pour les trois magnétrons considérés, il a été possible de mesurer les variations des champs H_1 et H_3 . Les autres champs de résonance ont pu, en général, être décelés, mais leur variation est difficilement mesurable étant donné la faible modification d'impédance du magnétron qu'ils produisent. Seule la variation en fonction de la tension anodique du champ H_4 du magnétron dont le diamètre de la cathode est de 13 mm, a pu être relevée.

Dans tous les cas, on a trouvé pour des tensions anodiques tendant vers zéro, les valeurs des champs de résonance prévues par la théorie. Les variations des champs magnétiques de résonance en fonction de la tension anodique pour des valeurs de V_a inférieures à 200 V ont été trouvées encore linéaires.

La courbe de la figure 43 montre la variation de l'amplitude de l'onde transmise en fonction du champ magnétique appliqué au magnétron. Le magnétron utilisé est celui dont la cathode a 13 mm de diamètre. La tension interélectrodes appliquée est de 90 V et la tension de chauffage du filament est telle que la température de la cathode soit 750°.

On a relevé pour les trois magnétrons considérés les réseaux des courbes permettant de déterminer les variations des champs de résonance en fonction de la tension anodique.

On a ainsi obtenu les résultats suivants :

Pour le magnétron dont le diamètre de la cathode est de 13 mm, les valeurs trouvées pour le coefficient k sont $k_{1,3} = 4,4$, $k_1 = 11,8$.

Pour les magnétrons de diamètre de cathode

de 11 et 8 mm, on a respectivement $k_{1,3} = 10$ et $k_{1,3} = 5,7$.

Les valeurs trouvées ici pour le coefficient k sont sensiblement supérieures à celles obtenues dans les expériences où la cathode n'était portée qu'à 450°. Remarquons que ces valeurs varient toujours dans le même sens, diminuant avec le diamètre de la cathode, le magnétron à diamètre de cathode de 8 mm étant encore celui pour lequel on obtient une valeur de k sensiblement plus faible que celle obtenue pour le magnétron à cathode de 11 mm. De plus, ces valeurs sont sensiblement voisines les unes des autres. C'est donc pour le magnétron dont la cathode a un diamètre de 8 mm que les résultats se rapprochent le plus des valeurs théoriques.

On peut ainsi admettre que le champ électrostatique existant au niveau de l'anneau d'électrons est environ trois fois plus grand que le champ du condensateur cylindrique correspondant, cette différence étant due à la charge négative de l'anneau. Ce résultat expérimental confirme bien la valeur de k obtenue par le calcul.

En appelant $(H_{1,3})_0$, $(H_2)_0$, $(H_1)_0$ les valeurs des champs de résonance qui correspondraient à une valeur nulle de la tension anodique, le tableau suivant résume tous les résultats obtenus pour les valeurs du coefficient k :

Diamètre de la cathode du magnétron (en mm).				
		$k_{1,3}$ $(H_{1,3})_0 = 1125 \text{ g.}$	k_2 $(H_2)_0 = 375 \text{ g.}$	k_1 $(H_1)_0 = 562,5 \text{ g.}$
13	$\backslash \quad t = 450^\circ..$	3	6,1	8,3
	$/ \quad t = 750^\circ..$	4,4	—	11,8
11	$\backslash \quad t = 450^\circ..$	6,3	3,9	3,93
	$/ \quad t = 750^\circ..$	10	—	—
8	$\backslash \quad t = 450^\circ..$	3,25	2,60	2,82
	$/ \quad t = 750^\circ..$	5,7	—	—

CONCLUSION.

Nous avons, dans cette étude, considéré le magnétron à l'état bloqué, c'est-à-dire que nous l'avons envisagé, non comme un générateur d'onde de haute fréquence, mais comme un organe statique.

Notre but a été tout d'abord d'étudier le mouvement des électrons, afin de déterminer par le calcul, la répartition de la charge d'espace qui existe entre une anode et une cathode cylindriques et concentriques placées dans un champ magnétique et entre lesquelles on applique une différence de potentiel continu. Cette étude a été l'objet de la première partie de notre exposé. Nous avons considéré que les trajectoires décrites par les électrons entre la cathode et l'anode peuvent se décomposer en deux parties distinctes : la première débute avec le

départ des électrons de la cathode et se termine lorsque leur trajectoire initialement radiale devient tangentielle, puis c'est la seconde partie du mouvement durant laquelle les électrons se rapprochent de l'anode et finissent par l'atteindre.

Nous avons traité dans le premier mouvement le cas des électrons émis avec des vitesses initiales quelconques obéissant aux lois de la mécanique statistique classique. Nous avons ainsi obtenu pour la variation de la densité de charge d'espace dans cette région, une répartition montrant que les électrons en presque totalité constituent un anneau concentrique à la cathode. C'est le résultat fondamental de notre théorie. L'étude de la seconde partie du mouvement montre qu'ayant quitté l'anneau, les électrons atteignent l'anode, mais la densité de charge d'espace décroît constamment dans cette région comprise entre l'anneau et l'anode. Nous expliquons ainsi le fait que même pour des valeurs très élevées du champ magnétique, le débit anodique du magnétron ne s'annule jamais totalement.

Le fait de considérer dans le calcul des trajectoires, des électrons émis avec une vitesse initiale quelconque et une accélération sur la cathode non nulle, modifie profondément, comme nous l'avons montré, la répartition de la charge d'espace, et permet de mieux comprendre le processus suivant lequel, les électrons peuvent atteindre l'anode. Il convient, d'ailleurs, de signaler que cette modification est d'autant plus importante que la tension interélectrodes est petite devant le potentiel de « cut off », l'action de la vitesse initiale étant comparativement d'autant plus grande que les électrons circulent moins vite dans l'espace interélectrodes.

Lorsque l'on désire connaître la répartition de la densité de la charge d'espace d'une lampe, on se heurte à la difficulté qu'il y a à mesurer en fonctionnement, la répartition des électrons entre les électrodes. En effet, toute introduction d'une électrode supplémentaire, grille ou sonde exploratrice, crée dans la région même où l'on effectue la mesure une perturbation du potentiel et de la densité de charge qui entache les résultats d'une erreur qui peut être grande. Nous avons donc employé une méthode tout à fait différente qui consiste à créer artificiellement une perturbation des trajectoires des électrons, perturbation qui peut être rendue suffisamment petite pour ne pas modifier la répartition de la charge d'espace. Nous mesurons alors les effets même de cette perturbation que nous pouvons déterminer par le calcul. L'élément perturbateur que nous employons est une onde électromagnétique de haute fréquence que nous faisons pénétrer dans le

magnétron. L'étude théorique des effets de cette onde sur les électrons circulant entre l'anode et la cathode, et les expériences ayant pour but de vérifier les résultats prévus par le calcul, ont fait l'objet de la deuxième partie de cet exposé. Nous avons fait alors l'hypothèse de base que les électrons se trouvent tous situés sur un cylindre infiniment mince, et que les mouvements de haute fréquence qu'ils décrivent sous l'action de l'onde incidente ont des amplitudes très petites devant le rayon de l'anneau d'électrons. L'onde incidente étant entretenue et répartie par le jeu des cavités uniformément dans tout l'espace interélectrodes, il en résulte un mouvement oscillatoire de tout l'anneau autour de sa position d'équilibre statique. Nous avons calculé, dans ces conditions et à partir de l'hypothèse de base, les fréquences d'oscillation propre de l'anneau d'électrons. Expérimentalement, en faisant entrer les électrons de l'anneau en résonance avec l'anode incidente de fréquence connue, nous avons pu déterminer les fréquences d'oscillation de la charge d'espace.

Nous avons tout d'abord assimilé le champ électrostatique sur l'anneau à celui d'un condensateur cylindrique dont les électrodes seraient l'anode du magnétron et l'anneau d'électrons. Cependant, cet anneau ayant une forte charge négative, il en résulte que la valeur du champ réel est sensiblement plus élevée que celle du champ électrique du condensateur, le coefficient de proportionnalité pouvant être calculé et déterminé expérimentalement. Les résultats théoriques et expérimentaux obtenus pour le magnétron dont la cathode a un diamètre de 8 mm et qui se rapproche le plus du magnétron théorique montrent que pour une température de la cathode de 450°, le coefficient k est sensiblement égal à 3. Il devient égal à 5,7 lorsque la surface émissive est portée à 750°.

Dans toutes les expériences relatives à la mesure des fréquences d'oscillation de la charge d'espace, nous avons obtenu pour le magnétron considéré les quatre fréquences de résonance prévues par la théorie; les valeurs des champs magnétiques de résonance pour des tensions anodiques diminuant jusqu'à s'annuler ont toujours été trouvées en accord avec les formules théoriques, ces résultats

étant indépendants de la variation du champ magnétique en fonction de la tension interélectrodes; cette variation ne dépend d'ailleurs que de la valeur du champ électrique sur l'anneau, valeur qui, pour un magnétron et une tension anodique déterminés, varie avec l'intensité du champ magnétique, le diamètre et la température de la cathode.

Les résultats donnés par les expériences sont en bon accord avec la théorie des fréquences de résonance de la charge d'espace exposée au début de la deuxième partie de notre étude. Comme nous avions alors adopté pour répartition de la densité de charge d'espace celle obtenue dans l'étude statique du magnétron, nous devons considérer que ces expériences vérifient aussi la théorie exposée dans la première partie et qui avait conduit à une répartition de la densité de la charge d'espace en forme d'anneau.

L'étude dynamique du comportement du magnétron sous l'action d'une onde incidente, nous a ainsi permis de vérifier les résultats de l'étude statique. L'avantage de la méthode employée est que nous avons pu déterminer la répartition des électrons dans tout l'espace compris entre la cathode et l'anode sans perturber statiquement la densité de la charge d'espace du magnétron.

Ce travail a été exécuté aux laboratoires de Recherches Physiques de la Compagnie générale de T. S. F.

Je tiens à remercier M. Ponte, Directeur général de la Compagnie Générale de T. S. F. et de la Société Française Radioélectrique, ainsi que la Direction, pour les possibilités qui m'ont été offertes dans les laboratoires de la Compagnie. Je remercie également M. H. Gutton, Directeur du laboratoire, pour les encouragements qu'il a bien voulu me donner; il y a lieu de rappeler que c'est lui le premier, qui eut l'idée que la répartition de la charge d'espace d'un magnétron a la forme d'un anneau de grande densité électronique. Je dois beaucoup à M. Ortusi qui m'a guidé et conseillé dans cette étude à la fois théorique et expérimentale. Enfin, je tiens à exprimer ma gratitude à M. le Professeur Y. Rocard pour sa bienveillance et pour l'intérêt qu'il a bien voulu porter à ce travail.

BIBLIOGRAPHIE.

- BLEWETT et RAMO, *Phys. Rev.*, t. 57, 1940, p. 635;
J. Appl. Phys., t. 12, 1941, p. 856.
- L. BRILLOUIN, *Phys. Rev.*, t. 60, 1941, p. 385; t. 62,
1942, p. 166; t. 63, 1943, p. 127; *Proc. Inst. Rad.
Eng.*, t. 32, 1944, n° 4, p. 246; *Phys. Rev.*, t. 67,
1945, p. 265; t. 70, 1946, p. 187.
- H. GUTTON, *Étude sur le magnétron* (Note non publiée,
janvier 1943).
- BLANC-LAPIERRE et GOUDET, *J. Phys. Rad.*, t. 6,
1945, n° 5.
- GOUDET, *Onde électrique*, n° 227, 1946, p. 49.
- VOGE, *Onde électrique*, nos 233-234, 1946, p. 345.
- PAGE et ADAMS, *Phys. Rev.*, t. 69, 1946, p. 492;
t. 69, 1946, p. 494.
- H. GUTTON et J. ORTUSI, *Onde électrique*, nos 245-246,
1947, p. 307.
- LAMB et PHILLIPS, *J. Appl. Phys.*, t. 18, 1947, p. 230.
- O. DÖHLER, *Ann. Radioélectr.*, t. 11, 1948, p. 29;
t. 13, 1948, p. 184.
- P. LICHNER, *C. R. Acad. Sc.*, t. 230, 1950, p. 1848;
t. 231, 1950, p. 124 et 270.
- J. L. DELCROIX, *C. R. Acad. Sc.*, t. 230, 1950, p. 1046;
t. 232, 1951, p. 1413, 1653 et 2298; t. 233, 1951,
p. 546.
- L. REVERDIN, *J. Appl. Phys.*, t. 22, 1951, n° 3, p. 257.
- R. BECKER, *Théorie des électrons*, édit. Alean.
- LOUIS DE BROGLIE, *Optique électronique*, édition
de la *Revue d'Optique*.
- COLLINS, *Microwave magnetrons*, M. I. T.
- ROCARD, *Électricité*, édit. Hermann et Cie.
- JAHNKE et EMDE, *Table of functions*, Dower Publi-
cations.
- G. HOK, *Advances in Electronics*, t. II, p. 249-250,
Academic Press.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Propriétés des Ferrites.

Vu et approuvé :

Paris, le 20 janvier 1952.

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,

A. CHÂTELET.

Vu et permis d'imprimer :

LE RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,

J. SARRAILH.

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS

Quai des Grands-Augustins, 55.

141780-52

Dépôt légal, Imprimeur, 1952, n° 817.

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS

141780 Quai des Grands-Augustins, 55.
